SÉRIE A, N° 4506
N° D'ORDRE : 5353

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE LOSTIS

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE OPTIQUE DES COUCHES MINCES

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

PROGRÈS RÉCENTS DANS LES MÉCANISMES CINÉMATIQUES MAGNÉTIQUES

Soutenues, le 15 mai 1965, devant la Commission d'examen

Jury { MM. ARNULF — *Président.*
ROUARD, ABÉLÈS — *Examinateurs.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534910_0004

Série A, n° 4506
N° d'ordre : 5353

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre LOSTIS

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE OPTIQUE DES COUCHES MINCES

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

PROGRÈS RÉCENTS DANS LES MÉCANISMES CINÉMATIQUES MAGNÉTIQUES

Soutenues, le 15 mai 1965, devant la Commission d'examen

Jury { MM. ARNULF — *Président.*
ROUARD, ABÉLÈS — *Examinateurs.*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE OPTIQUE DES COUCHES MINCES

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histol. comparée.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallog.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay).
AUGER	T	Phys. quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N...	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
M[lle] COUSIN ...	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI.....	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim. (Orsay).
GAUTHERET ...	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A. ...	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M[lle] CAUCHOIS .	T	Chimie physique.
CHAMPETIER ...	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et struct.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et phys. céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES ..	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallog.
J.-P. MATHIEU .	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie.
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (tech. aéronaut.).
NORMANT.....	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appl.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appl.
KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD....	T	Botanique.
M[lle] LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER ...	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radio-électricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DU BREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M[me] TONNELAT.	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
M[me] CHAIX	T	Chimie biologique.
M[me] HUREL-PY.	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique des fluides (I).
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
M[me] DUBREIL ..	T	Mathématiques (agrégation).
M[me] LELONG ..	T	Mathématique (II) (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J.E....	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ ...	T	Chimie physique.
BROSSEL.....	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale.
CASTAING	T	Physique (II) thermo. (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallog.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
M[me] CHARNIAUX-COTTON...	T	Évolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLÉ	T	Économétrie.
WILLEMART ...	T	Chimie (P.C.B.).

Dode	T	Chimie (Orsay).
Freymann	T	Recherches physiques.
Guinochet ...	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).
Devillers	T	Anatomie et histol. comparée.
Ehresmann ...	T	Topologie algébrique.
Françon	T	Physique (S.P.C.N.).
Glangeaud	T	Géographie physique et géologie.
Dodement	T	Mathématiques (M.G.P.).
Pisot	T	Technique mathématique de la physique.
Roch	T	Géologie.
Schatzmann ..	T	Astrophysique.
Termier	T	Géologie générale.
Zamansky	T	Mathématiques générales.
Lucas	T	Géologie.
Allard	T	Chimie physique.
Berthelot ...	T	Physique des particules fondamentales (Orsay).
Bricard	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.
Mme Albe-Fessard	T	Psychophysiologie.
Friedel	T	Physique des solides (Orsay).
M. Julia	T	Études des moléculaires complexes.
Lender	T	Biol. anim. (S.P.C.N.) (Orsay).
Magat	T	Physico-chimie des radio-éléments.
Mlle Quintin ..	T	Électrochimie.
Monod	T	Chimie du métabolisme.
Benoit.....	T	Physiologie animale (Orsay).
De Possel ...	T	Analyse numérique.
Charlot	T	Chimie analytique.
Lemée	T	Écologie végétale (Orsay).
Guérin	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
Chatelet	T	Chimie (P.C.B.).
Jean	T	Physiol. nucléaire (Orsay).
Mattler	T	Physique (S.P.C.N.).
Bergerard ...	T	Zoologie (Orsay).
Bertein	T	Électronique (Orsay).
Bouissières ..	T	Radiochimie.
Mme Couture..	T	Thermodynamique et mécan. physique.
Ellenberger ..	T	Géologie des grandes régions du globe (Orsay).
Franc	T	Biologie animale (P.C.B.).
Schnell		Botanique tropicale.
Stilkowski	T	Physiologie végétale.
Acher	T	Chimie biologique.
Baudoin	T	Biologie animale (P.C.B.).
Beaumont		Biologie animale (S.P.C.N.).
Blamont		Géophysique ionosphère.
Boureau	T	Botanique.
Curie D.		Physique (M.G.P.).
Durand-Delga.	T	Géologie.
Fréon	T	Chimie organique (Orsay).
Rollet	T	Chimie minérale.
Mlle Josien ...	T	Chimie (S.P.C.N.).
Chevalley ...	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
Arnoult	T	Électronique (Orsay).
Chapelle	T	Physique (I) (Orsay).
Delange	T	Mathématiques (I) (Orsay).
Deny	T	Mathématiques gén. (Orsay).
Germain	T	Mécanique théor. des fluides.
Lacombe	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
Brochard	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
Cabannes	T	Mécanique générale.
Lesieur.....	T	Mathématiques (I) (Orsay).
Mazet	T	Mécanique générale (Orsay).
Caire		Géographie physique et géologie dynamique.
Comolet		Mécanique des fluides.
Coraboeuf ...	T	Physiologie animale (Orsay).
Delloue	T	Physique de l'exosphère.
Gorenflot ...		Botanique (II) (Orsay).
Houillon		Biologie animale (P.C.B.).
Jullien J. ...		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
Malgrange	T	Technique mathématique de la physique (Orsay).
Olivier		Antropologie.
Nozeran	T	Botanique (II) (Orsay).
Blanc-Lapierre...	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
Chevaugeon ..	T	Botanique (Orsay).
Kahane	T	Mathématiques (Orsay).
Samuel	T	Math. (E.N.S.) féminines.
Kourganoff ..	T	Astronomie (Orsay).
Thiry	T	Mécanique céleste.
Abélès		Physique (S.P.C.N.).
Amat	T	Physique (P.C.B.).
Auboin	T	Géologie.
Mme Benoit-Gueutal...	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
Bougis		Biologie marine (Villefranche-sur-mer).
Bruhat	T	Mathématiques (M.P.C.).
Brunn	T	Géologie historique (Orsay).
Chabbal	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).
Deheuvels ...	T	Mathématique propédeutique.
D'Espagnat ..	T	Physique théorique (Orsay).
Furon	T	Géologie (S.P.C.N.).
Mme Gans	T	Génétique.
Geneves		Biologie végétale (P.C.B.).
Guilbert		Physique (C.U.S.) (Orléans).
Hupe	T	Pétrographie.
Hollande.....	T	Biologie générale.
Lions	T	Analyse numérique.
Heller	T	Physiologie végétale.
Tortrat	T	Calcul des probabilités.
Cailleux	T	Géologie (S.P.C.N.).
Magnan		Physique électricité.
Daudel	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle Fourcroy.		Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mme Choquet-Bruhat...		Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle Veil	T	Physiologie générale.
Lwoff	T	Microbiologie.
Siestrunck....	T	Mécanique phys. et expérim.
Néron	T	Mathém. (M.P.C.) (Orsay).
Mme Pecker-Wimel...	T	Astrophysique.
Balkansky ...		Physique (M.P.C.).
Le Corre	T	Électricité.
Delcroix	T	Physique théorique (Orsay).
Gourdin		Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Lehmann	T	Phys. exp. des hautes énergies.
Nataf	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
Échalier		Biologie animale (P.C.B.).
Barraud		Physiologie cellulaire.
Lioret		Physiologie végétale (Orsay).
Dars		Géologie struct. et géologie appliquée.
Camefort	T	Botanique (agrégation).
Vichniewsky .	T	Mécanique industrielle.
Blaquière		Électronique (Orsay).
Arnous	T	Physique théorique.
Cadiot		Chimie organique (E.N.S.C.P.).
Rigaudy		Chimie (S.P.C.N.).
Collongues ..		Chimie (C.P.E.M.).
Talbot		Génie chimique.

Tatibouet		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	Mathématique prépk. (Orsay).	[illegible]	[illegible]
Gaudemar		Chimie propédeutique.	[illegible]	[illegible]
Perez y Jorba		Physique exp. des hautes énergies (Orsay).	[illegible]	[illegible]
David	T	Chimie (agrég.) (Orsay).	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	Mécanique théorique.	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	Astronomie.	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	Physique expérimentale.	[illegible]	[illegible]
Lazard		Mathématiques (M.P.C.).	[illegible]	[illegible]
Morel Pierre ..		Physique (M.P.S.).	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	Chimie (P.C.S.).	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	T	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Yvon	T	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Hervé	T	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Jancovici		[illegible]	[illegible]	[illegible]
Falk-Vairant .		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]

Le Secrétaire Général ..... *Le Président*

TABLE DES MATIÈRES

PAGES

INTRODUCTION 1

PREMIÈRE PARTIE

COUCHES SIMPLES

Chapitre I. — Détermination des constantes 7

Chapitre II. — Dispositifs expérimentaux 17

Chapitre III. — Résultats 29

DEUXIÈME PARTIE

COUCHE COMPOSÉE MIXTE

Chapitre I. — Détermination de l'indice d'un mélange 39

Chapitre II. — Calcul des facteurs optiques 45

Chapitre III. — Méthode de dosage 47

Chapitre IV. — Résultats 51

CONCLUSION 59

BIBLIOGRAPHIE 61

INTRODUCTION

Ce travail a pour objet la détermination des constantes optiques de couches simples puis l'étude et la réalisation de couches composées.

Optiquement, une couche sera caractérisée par son indice complexe $n - jk$. Cet indice peut être relié à la structure électronique du corps si la couche présente une structure cristalline identique à celle du corps à l'état massif. La couche mince devient alors un outil de travail très précieux, pour obtenir des renseignements fondamentaux.

La détermination des constantes optiques d'une couche mince présente aussi un intérêt important pour le calcul des combinaisons de couches minces et pour leur réalisation. Il est, en effet, nécessaire de connaître les caractéristiques optiques des matériaux qui peuvent être utilisés.

Nous exposerons donc les méthodes de détermination des constantes optiques, nous décrirons les dispositifs expérimentaux que nous avons mis en œuvre, puis nous donnerons les résultats obtenus pour le palladium.

Pour le calcul des empilements de couches, il est utile de pouvoir disposer d'un choix plus étendu d'indices : à cet effet, nous avons étudié le problème des couches composées. Nous donnerons la loi de variation des indices en fonction de la concentration d'un des constituants par rapport à l'autre, ainsi qu'une méthode graphique qui relie, d'une façon simple, l'indice à cette concentration. Nous exposerons également le calcul des facteurs de réflexion et de transmission puis du déphasage d'une couche dont l'indice varie en fonction de son épaisseur.

Après avoir présenté une méthode de dosage, mise au point pour la réalisation de couches composées, nous donnerons quelques résultats se rapportant aux indices ainsi obtenus.

***

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Optique de Paris ; qu'il me soit permis de remercier MM. P. Fleury, Directeur général, le Professeur A. Arnulf, Directeur des laboratoires, et le Professeur A. Maréchal, Directeur des études, de tout l'intérêt qu'ils ont bien voulu y porter.

J'adresse mes remerciements à M. le Professeur P. Rouard, Doyen de la Faculté des Sciences de Marseille, d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

J'exprime tout spécialement ma reconnaissance à M. le Professeur F. Abeles qui m'a initié à la recherche et a dirigé ce travail ; il m'a toujours réservé un accueil chaleureux et offert une aide efficace.

La plus grande partie de cette étude a été subventionnée par la Direction de Recherches et Moyens d'Essais.

PREMIÈRE PARTIE

COUCHES SIMPLES

INTRODUCTION

A LA PREMIÈRE PARTIE

Dans cette partie, nous exposerons les méthodes utilisées pour déterminer les constantes optiques, puis nous indiquerons les dispositifs expérimentaux mis en œuvre, en développant plus particulièrement ceux qui ont été conçus et réalisés au laboratoire et, enfin, nous donnerons quelques résultats relatifs au palladium.

Chapitre Premier

1 DÉTERMINATION DES CONSTANTES

Une couche mince est caractérisée par son indice complexe $\tilde{n}$ et son épaisseur mécanique d.

Nous nous proposons d'examiner les méthodes de détermination de l'indice de réfraction n d'une couche non absorbante et de l'indice complexe $\tilde{n}$ d'une couche absorbante.

1,1 COUCHE NON ABSORBANTE

La détermination de l'indice de réfraction peut être déduite des facteurs photométriques. Nous étudierons successivement le cas de l'incidence normale et celui de l'incidence brewstérienne.

1,11 Incidence normale.

En négligeant la diffusion, le facteur de réflexion spectral R (λ) et le facteur de transmission T (λ) sont liés par la relation :

$$R(\lambda) + T(\lambda) = 1.$$

Il est donc possible de ne considérer que le facteur de réflexion R, par exemple. La fonction R (n, d) présente des oscillations et chaque extrêmum correspond à une épaisseur optique nd égale à un multiple entier de quart de longueur d'onde λ_e (*fig.* 1).

Les valeurs de n correspondant aux longueurs d'onde λ_e, relatives aux extrêmums de R (n, d), s'expriment en fonction de l'indice du premier milieu n_0, généralement égal à 1 et de l'indice du support n_s, par la relation :

$$n^2 = n_0 n_s \frac{1 + \sqrt{R_e}}{1 - \sqrt{R_e}} \quad [1].$$

La mesure de R_e permet de déterminer n, pour la longueur d'onde correspondant à l'extrêmum.

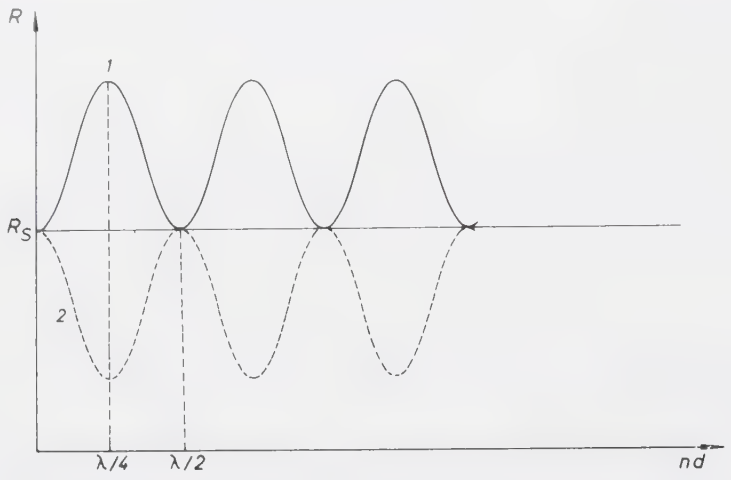

Fig. 1

(1) Couche d'indice $n > n_S$
(2) Couche d'indice $n < n_S$

Remarque. — L'épaisseur d peut aussi être déterminée à partir de R (n, d).

1,12 **Incidence oblique.**

F. Abeles [2] a proposé de déterminer l'indice d'une couche en mesurant l'angle d'incidence correspondant à l'incidence brewstérienne de la couche. Pour cette incidence φ_B, le facteur de réflexion $R_{//}$ de la vibration parallèle au plan d'incidence est le même sur la couche et sur le support nu.

Pour $\operatorname{tg} \varphi_B = \dfrac{n}{n_0}$ (n, l'indice de la couche ; n_0, l'indice du premier milieu = 1), nous avons donc :

$$R_{//} \text{ (couche)} = R_{//} \text{ (support)}.$$

La mesure de l'angle d'incidence φ_B permet de déterminer directement l'indice de la couche. La sensibilité de la méthode dépend de l'épaisseur optique de la couche ; elle est maximale si $nd \cos \varphi_B \backsim \lambda/4$ et minimale si $nd \cos \varphi_B \backsim \lambda/2$.

1,2 COUCHE ABSORBANTE

Pour déterminer les constantes optiques de la couche, nous choisissons parmi les trois mesures possibles (réflexion, transmission, déphasage), celles qui permettent la résolution simple et précise des équations. Nous devons déterminer n et k pour chaque longueur d'onde ; il est donc nécessaire, dans le cas général, de disposer de trois équations indépendantes, par conséquent, de faire généralement trois mesures.

Bien des auteurs ont étudié ce problème : F. Abeles [3], D. Male [4], P. Rouard [6], M. Schopper [5], etc.

1,21 **Première méthode** : R, T, d.

A partir de l'épaisseur mécanique d, du facteur de réflexion R et de transmission T, il est possible de déterminer n et k.

Les expressions des facteurs de réflexion et de transmission en incidence normale, s'écrivent [3] :

$$R = \frac{a\, e^{\gamma k} + b\, e^{-\gamma k} + 2\, r \cos n\gamma + 2\, s \sin n\gamma}{c\, e^{\gamma k} + f\, e^{-\gamma k} + 2\, v \cos n\gamma + 2\, w \sin n\gamma} = \frac{N}{D},$$

$$T = \frac{16\, n_0\, n_s\, (n^2 + k^2)}{D},$$

$$\begin{matrix} a \\ b \end{matrix} = [(n \mp n_0)^2 + k^2]\ [(n \pm n_s)^2 + k^2],$$

$$\begin{matrix} c \\ f \end{matrix} = [(n \mp n_0)^2 - k^2]\ [(n \pm n_s)^2 - k^2],$$

$$\begin{matrix} r \\ v \end{matrix} = (n_0^2 - n^2 - k^2)\ (n^2 - n_s^2 + k^2) \mp 4\, n_0\, n_s\, k^2.$$

$$\begin{matrix} s \\ w \end{matrix} = 2\, k\, (n_s \mp n_0)\ (n^2 + k^2 \pm n_0\, n_s).$$

n_0 est l'indice du premier milieu ;

n_s est l'indice du support ;

$$\gamma = \frac{4\, \pi\, d}{\lambda}.$$

Connaissant n_0, n_s, d et λ, R et T deviennent uniquement fonction de n et k. Pour résoudre ce système de deux équations à deux inconnues, nous avons utilisé un procédé graphique et un procédé numérique.

a) Procédé graphique.

Nous possédons des tables qui donnent les valeurs R et T, pour des combinaisons n, k et γ. Nous n'avons donc que des valeurs discrètes de n et k, il est nécessaire d'interpoler les valeurs qui correspondent à la solution.

A partir de ces tables, nous traçons deux familles de courbes R (k) et T (k), pour diverses valeurs consécutives de n (*fig.* 2 et 3). Il faut, bien entendu, que R et T encadrent les valeurs expérimentales R_{ex} et T_{ex} qui correspondent à une valeur γ_{ex} donnée.

Nous pouvons ainsi connaître des valeurs de n et k qui satisfont aux valeurs expérimentales R_{ex} et T_{ex}.

Fig. 2

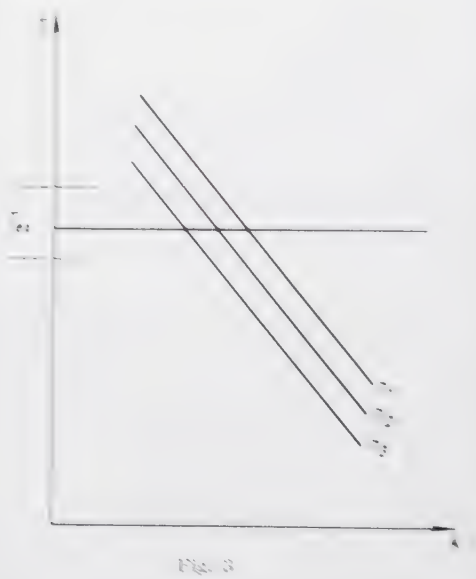

Fig. 3

Pour déterminer la solution de notre problème, il suffit de tracer ensuite deux courbes k fonction de n, relatives aux valeurs expérimentales R_{ex} et T_{ex}. Le point d'intersection de ces deux courbes donne les valeurs de n et k cherchées (*fig.* 4).

Il faudra reprendre ces différentes opérations pour chaque longueur d'onde.

Précision.

Avec les tables utilisées et compte tenu des erreurs expérimentales sur R, T et d, la précision relative était de l'ordre de 4 % pour l'indice de réfraction et de 1 % pour l'indice d'extinction.

b) Procédé numérique.

Nous opérons par approximations successives, en donnant à n et k des valeurs approchées de départ, que nous déterminons à l'aide des tables utilisées précédemment.

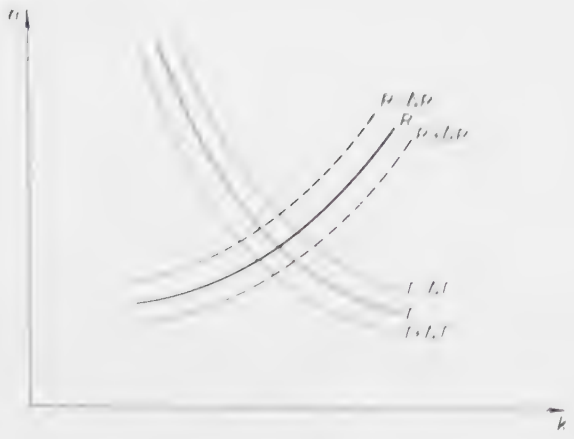

Fig. 4

La machine CAB 500 calcule R et T qui sont comparées aux valeurs expérimentales :

$$\Delta T = T_{exp} - T_{exp}, \qquad \Delta R = R_{exp} - R_{exp}.$$

En donnant à l'indice complexe de faibles variations, on aboutit successivement à des valeurs de n et k qui réduisent les écarts : ΔT et ΔR.

Les valeurs calculées seront considérées comme bonnes quand $\frac{\Delta T}{T}$ et $\frac{\Delta R}{R}$ seront inférieurs à 10^{-3}, ce qui correspond à la précision expérimentale.

Nous utilisons le même processus de calcul pour chaque longueur d'onde mais les valeurs de départ sont celles calculées pour la longueur d'onde précédente, ceci est justifié car les fonctions $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$ sont monotones.

Influence des erreurs.

Les indices de réfraction et d'extinction, dépendant des facteurs de réflexion, de transmission et de l'épaisseur, nous avons :

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial R}\Delta R + \frac{\partial n}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial n}{\partial d}\Delta d,$$

$$\Delta k = \frac{\partial k}{\partial R}\Delta R + \frac{\partial k}{\partial T}\Delta T + \frac{\partial k}{\partial d}\Delta d.$$

Nous avons considéré le cas où :

$$n_s = 1{,}46\,; \qquad \lambda = 5\,000\ \text{Å}\,; \qquad R = 0{,}623\,; \qquad T = 0{,}045\,; \qquad n = 1{,}858$$
$$k = 3{,}681\,; \qquad d = 297\ \text{Å}.$$

Le tableau ci-dessous illustre l'influence des différentes erreurs :

	Δd		$\Delta T =$	$\Delta R =$	$\Delta n_s =$
	10 Å	10 Å	− 0,01	− 0,01	+ 0,01
Δn	0,078	− 0,08	— 0,278	− 0,093	+ 0,017
Δk	0,071	− 0,14	0,111	+ 0,039	+ 0,003

On remarque qu'aux erreurs relatives sur les facteurs mesurés correspondent des erreurs relatives sur les indices, telles que :

$$\frac{\Delta T}{T} = 0{,}22 \quad \text{entraîne} \quad \frac{\Delta n}{n} = 0{,}14, \qquad \frac{\Delta k}{k} = 0{,}03,$$

$$\frac{\Delta R}{R} = 0{,}02 \quad \text{entraîne} \quad \frac{\Delta n}{n} = 0{,}05, \qquad \frac{\Delta k}{k} = 0{,}01,$$

$$\frac{\Delta d}{d} = 0{,}03 \quad \text{entraîne} \quad \frac{\Delta n}{n} = 0{,}04, \qquad \frac{\Delta k}{k} = 0{,}01.$$

Ceci montre que, dans le cas de l'exemple choisi qui est relatif à une couche de palladium, on peut déterminer assez facilement n et k à partir des mesures des facteurs de réflexion R et de transmission T puis de l'épaisseur mécanique d.

Le procédé numérique est non seulement plus rapide mais aussi plus précis. Par contre, le procédé graphique permet de se rendre compte rapidement de l'influence des erreurs expérimentales sur R et T.

Remarques.

a) On peut s'affranchir de la mesure de l'épaisseur d, à condition d'étudier deux couches d'épaisseur d_1 et d_2 dont on mesure les facteurs de réflexion R_1 et R_2 et de transmission T_1 et T_2. Il est alors possible de déterminer, par le calcul, n et k, d_1 et d_2, à partir des mesures spectrophotométriques, seulement en admettant que les constantes optiques des deux couches soient identiques, ce qui est généralement le cas pour des couches suffisamment épaisses.

b) Dans la suite de l'exposé, la connaissance des expressions des facteurs de réflexion et de transmission, en incidence oblique, nous est nécessaire.

Pour passer de l'incidence normale (§ 1,21) à l'incidence oblique dans les expressions, il suffit d'effectuer les transformations suivantes

— dans les coefficients a, b, c, f, r, s, v, w, suivant que l'on considère la vibration parallèle ou la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, les transformations sont différentes et indiquées par le tableau suivant :

INCIDENCE NORMALE	INCIDENCE OBLIQUE	
	VIBRATION PERPENDICULAIRE	VIBRATION PARALLÈLE
n	p	A
k	q	B
n_0	$n_0 \cos \varphi_0$	$\dfrac{n_0}{\cos \varphi_0}$
n_g	$\sqrt{n_g^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0}$	$\dfrac{n_g^2}{\sqrt{n_g^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0}}$

— dans les expressions trigonométriques ou exponentielles, on remplace n par p et k par q, quelle que soit l'orientation de la vibration lumineuse.

Les quantités p, q, A et B se déduisent de n, k, n_0 et φ_0 par les relations suivantes :

$$2\,p^2 = \sqrt{(n^2 - k^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0)^2 + 4\,n^2 k^2} + n^2 - k^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0,$$

$$2\,q^2 = \sqrt{(n^2 - k^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0)^2 + 4\,n^2 k^2} - (n^2 - k^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi_0),$$

$$A = p\left[1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{p^2 + q^2}\right], \qquad B = q\left[1 - \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi_0}{p^2 + q^2}\right].$$

1,22 **Deuxième méthode : R (φ).**

Les facteurs de réflexion d'une couche opaque sont donnés par les expressions :

$$R_\perp = \frac{(n_0 \cos \varphi_0 - p)^2 + q^2}{(n_0 \cos \varphi_0 + p)^2 + q^2}, \qquad R_{//} = \frac{\left(\dfrac{n_0}{\cos \varphi_0} - A\right)^2 + B^2}{\left(\dfrac{n_0}{\cos \varphi_0} + A\right)^2 + B^2}.$$

En développant en série p, q, A et B que nous avons explicités dans la remarque précédente, suivant les puissances de $n_0 \sin \varphi_0$, jusqu'au terme d'ordre 3, on trouve respectivement, pour R ... et R ... [7]

$$U_1 = \left(\frac{1 - R}{1 - R}\right) n_0 \cos \varphi_0 \quad \frac{n_0^2 \cos^2 \varphi_0}{2n} - \frac{n^2 - k^2}{2n} + \frac{(n_0 \cos \varphi_0)^2 - n^2 + 3k^2}{4n(n^2 + k^2)} n_0^2 \sin^2 \varphi_0,$$

$$U_2 = \left(\frac{1 - R}{1 - R}\right) \frac{n_0}{\cos \varphi_0} - \frac{n_0^2}{2n \cos^2 \varphi_0} - \frac{n^2 - k^2}{2n} - \frac{\left(\frac{n_0}{\cos \varphi_0}\right)^2 - n^2 - 3k^2}{4n(n^2 + k^2)} n_0^2 \sin^2 \varphi_0.$$

Dans le cas des couches de palladium étudiées, nous négligeons les termes en $n_0^2 \sin^2 \varphi_0$ qui sont toujours inférieurs à 3 100 ; ainsi, U_1 et U_2 apparaissent respectivement comme des fonctions linéaires de $n_0^2 \cos^2 \varphi_0$ et de $\frac{n_0}{\cos^2 \varphi_0}$.

Leurs courbes représentatives sont des droites de pente $\frac{1}{2n}$ et d'ordonnée à l'origine $\frac{n^2 - k^2}{2n}$.

La détermination de la pente et de l'ordonnée à l'origine de chaque droite donne donc n et k.

Dans le cas du palladium, cette méthode reste encore valable, pour des couches non opaques, pour lesquelles $\gamma > 1{,}6$.

1,23 **Troisième méthode : R, δ_r.**

Pour une couche opaque et dans le cas de l'incidence normale, le facteur de réflexion R et le déphasage ε_r entre les ondes se réfléchissant sur le support nu et sur la couche (*fig.* 5), permettent de déterminer simplement n et k [8].

L'amplitude réfléchie r s'écrit, en effet :

$$r = \frac{n_0 - n + jk}{n_0 + n - jk} = \sqrt{R}\, e^{j\delta_r}.$$

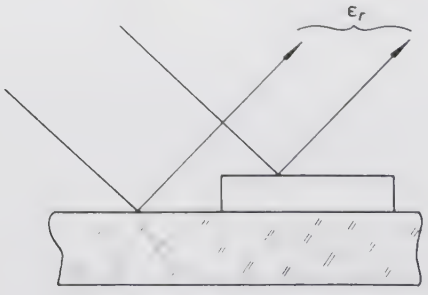

Fig. 5

Dans cette expression, ε_r est reliée à δ_r par la relation :

$$\varepsilon_r = \delta_r + 4\pi \frac{n_0 d}{\lambda} + \pi,$$

d'où :

$$\frac{1 - \sqrt{R}\, e^{j\delta_r}}{1 + \sqrt{R}\, e^{j\delta_r}} \qquad \frac{n - jk}{n_0} \qquad \frac{1 - R - 2j\sqrt{R}\sin\delta_r}{1 + \sqrt{R} + 2\sqrt{R}\cos\delta_r}$$

et :

$$\left| \begin{array}{l} n = \dfrac{n_0 (1 - R)}{1 + \sqrt{R} + 2\sqrt{R}\cos\delta_r} \\ \\ k = \dfrac{2 n_0 \sqrt{R}\sin\delta_r}{1 + \sqrt{R} + 2\sqrt{R}\cos\delta_r} \end{array} \right.$$

Il est donc possible de déterminer n et k à partir de R et δ_r. Ceci revient à mesurer l'épaisseur d de la couche, le déphasage ε_r, puis le facteur de réflexion R.

Remarque.

Vérification de l'homogénéité des couches.

Si la couche est opaque, nous devons avoir les relations suivantes [9] :

$R_{//} = R_{\perp}^2$ pour $\varphi = 45^o$,

$R_{//} = R'_{//}$ pour $\operatorname{tg} \varphi = n_s/n_0$; cette incidence correspond à l'incidence brewstérienne du support, R′ étant le facteur de réflexion du côté support (*fig.* 6).

Après avoir examiné les différentes méthodes utilisées pour déterminer les constantes optiques, nous nous proposons de décrire, maintenant, les dispositifs expérimentaux qui ont été mis en œuvre à cet effet.

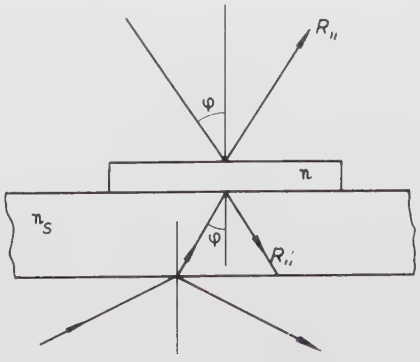

Fig. 6

Chapitre II

2 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

Les différentes méthodes décrites au chapitre I montrent la nécessité de faire deux types de mesures :

- mesures spectrophotométriques ;
- mesures de déphasage.

Nous décrirons, plus particulièrement, les dispositifs que nous avons dû réaliser, en signalant les autres dispositifs utilisés.

2,1 MESURES SPECTROPHOTOMÉTRIQUES

Nous distinguerons les mesures faites en incidence presque normale et en incidence oblique. Les mesures des facteurs de réflexion et de transmission, en incidence normale, ont été faites sur un spectrophotomètre Cary : cet appareil, à double faisceau, couvre la gamme spectrale comprise entre 1 950 Å et 25 000 Å. Pour les mesures en incidence oblique, nous avons dû réaliser deux appareils :

— un goniospectrophotomètre ;
— un gonio-indicemètre.

2,11 **Goniospectrophotomètre électronique** [10].

Cet appareil permet de mesurer, en incidence oblique, les facteurs de transmission et de réflexion, sous des angles d'incidence compris entre 11° et 80°.

Les mesures peuvent être faites, pour chaque longueur d'onde du spectre visible et pour une vibration rectiligne orientée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence.

Le schéma de l'appareil est représenté par la *figure 7*.

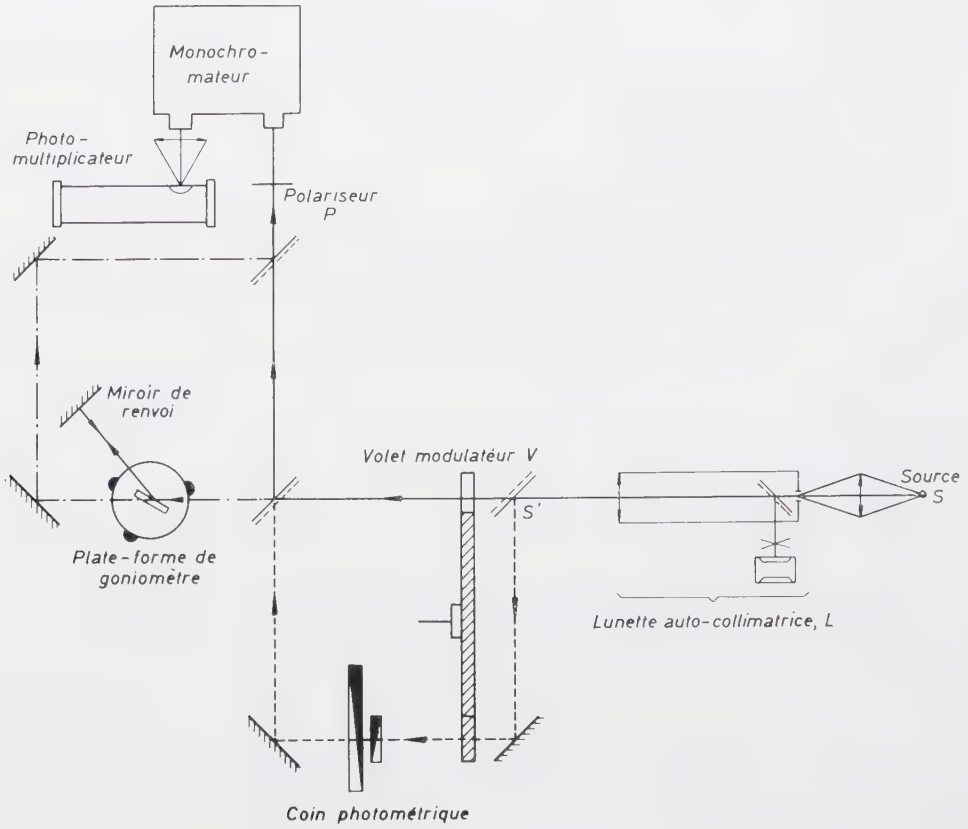

Fig. 7. Montage optique

– – – – Faisceau de comparaison
. . . . Faisceau transmis à mesurer
Faisceau réfléchi à mesurer

Une source S éclaire la fente d'entrée d'un collimateur C. Le faisceau lumineux, composé de rayons parallèles, est divisé en deux parties :

le faisceau de comparaison, dont le flux peut être atténué dans un rapport connu par un coin photométrique ;

le faisceau de mesure qui traverse ou se réfléchit sur l'échantillon à étudier. L'échantillon est placé sur une plate-forme goniométrique, afin de mesurer l'angle d'incidence à la minute d'arc près. Dans le cas de la réflexion, un miroir mobile M, travaillant toujours en incidence normale, permet de renvoyer le faisceau sur lui-même et, ainsi, de produire un affaiblissement de flux égal à R^2 entre les deux positions indiquées sur la *figure* 8 (R étant le facteur de réflexion de l'échantillon).

Après ces différents trajets de même longueur géométrique, les deux faisceaux sont recombinés, pour traverser un polariseur P qui laisse passer une vibration parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence et un monochromateur.

Fig. 8

Après avoir traversé un volet modulateur V, les deux faisceaux tombent successivement sur la photocathode d'un photomultiplicateur.

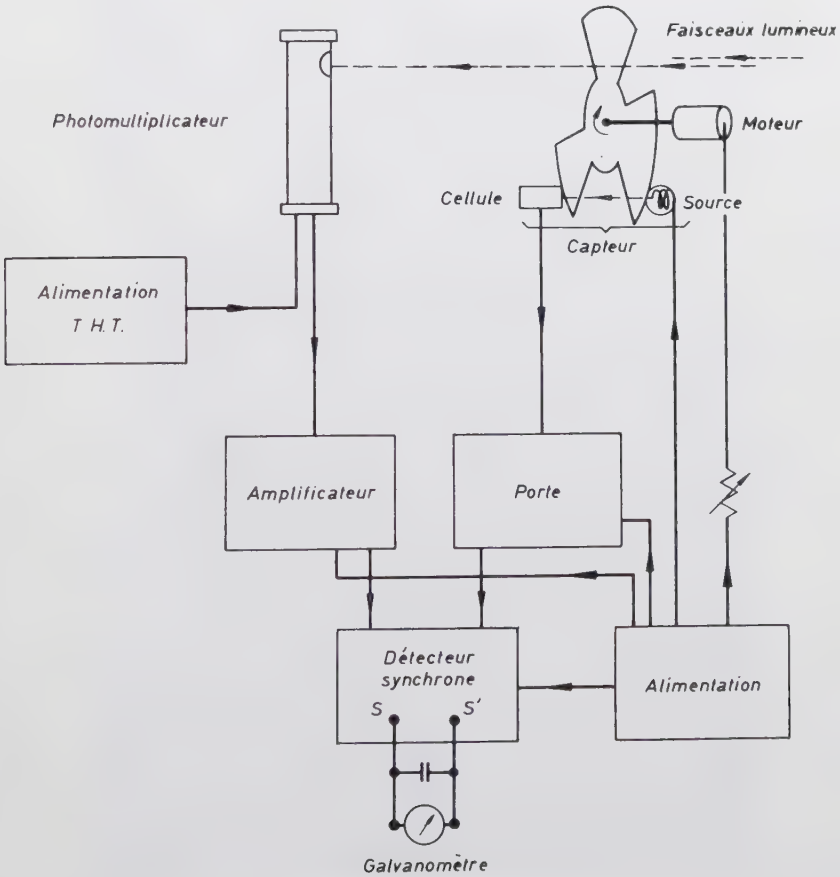

Fig. 9. — Montage électronique

Avant et après l'introduction de l'échantillon à étudier, nous devons chercher l'égalité de flux des faisceaux de mesure et de comparaison. La variation de flux correspondante est mesurée par le coin photométrique qui a été soigneusement étalonné. A cet effet, nous avons mesuré les facteurs de réflexion d'une lame de silice fraîchement polie ; nous admettons, pour valeurs exactes du facteur de réflexion, celles données par les formules de Fresnel. L'étalonnage a également été fait à l'aide d'un échantillon de densité optique connue.

L'égalité de flux des deux faisceaux est détectée électroniquement : une détection synchrone (*fig.* 9) permet de traiter le signal issu du photomultiplicateur et de connaître, ainsi, le sens de variation à donner au coin photométrique et la position correspondant à l'égalisation.

Cet appareil (*fig.* 10) que nous avons réalisé, permet de mesurer les facteurs spectrophotométriques, en incidence oblique, avec une précision de 3/1 000, pour des valeurs supérieures à 0,1.

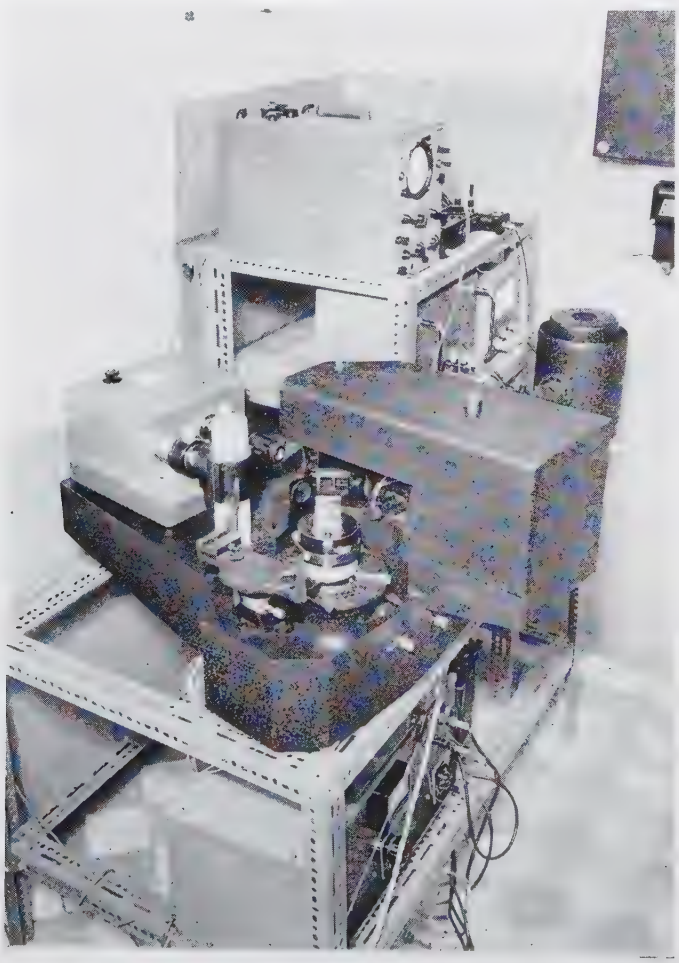

Fig. 10

Nous l'avons utilisé pour déterminer les constantes optiques des couches étudiées et vérifier leur qualité.

2,12 **Gonio-indicemètre** [11].

L'appareil est destiné à déterminer l'incidence pour laquelle le facteur de réflexion R de la vibration parallèle au plan d'incidence est le même sur la couche et sur le support. La couche à étudier recouvre seulement la moitié de la surface du support.

Le support est placé sur la platine d'un goniomètre classique, auquel nous avons apporté la modification suivante : la platine est liée à la lunette d'observation, de telle façon que le rapport du déplacement angulaire de l'une par rapport à l'autre soit égal à 0,5. Pour une variation angulaire de 30°, le décalage obtenu est inférieur à une minute d'arc.

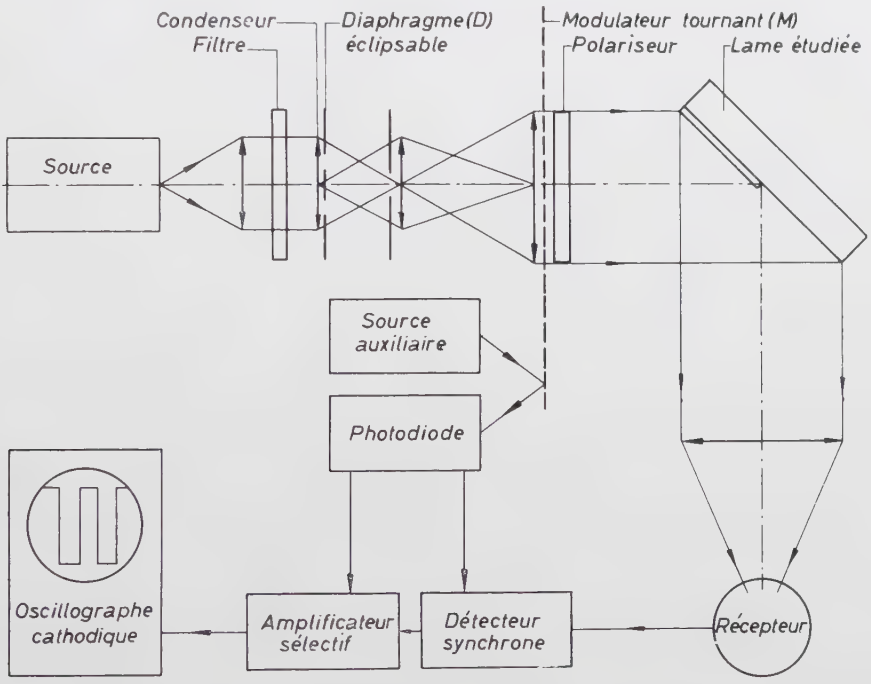

Fig. 11. — Schéma optique et électronique

Le faisceau lumineux (*fig.* 11) de rayons parallèles, issu du collimateur C, traverse un polariseur P, orienté parallèlement au plan d'incidence du support, il se réfléchit sur les plages traitée et non traitée du support. Nous observons, à l'aide de la lunette L, la luminance de chacune des plages et nous mesurons l'angle d'incidence correspondant à leur égalité.

On peut aussi détecter électroniquement la luminance de chacune des plages. A cet effet, on matérialise, à l'aide du diaphragme (D) deux faisceaux distincts tombant

alternativement sur la photocathode d'un photomultiplicateur à l'aide du volet modulateur (M) placé devant l'objectif du collimateur.

Le signal est ensuite traité par une détection synchrone : le montage est du même type que celui employé pour le goniospectrophotomètre.

Dans la plupart des cas, cet appareil permet d'atteindre la troisième décimale de l'indice des couches étudiées. Il est de manipulation simple et permet de déterminer directement l'indice d'une couche non absorbante.

2,2 MESURES DU DÉPHASAGE

Lors de l'exposition des méthodes utilisées pour déterminer les constantes optiques, nous avons vu qu'il était, dans certains cas, nécessaire de mesurer le déphasage entre les ondes se réfléchissant sur le support nu et sur la couche.

La mesure du déphasage est également utile pour connaître l'épaisseur mécanique d'une couche mince. En effet, si le support n'a été traité que sur la moitié de sa surface

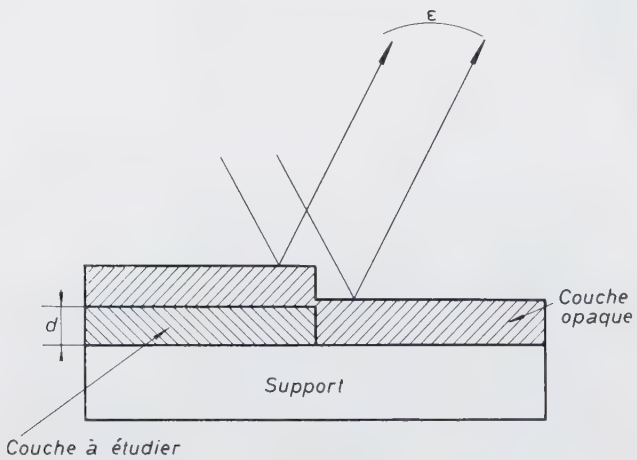

Fig. 12

et si ensuite une couche opaque recouvre toute la surface du support (*fig.* 12), l'épaisseur mécanique se déduit de la mesure du déphasage entre deux ondes réfléchies sur chacune des plages.

Pour mesurer le déphasage, nous avons utilisé plusieurs méthodes, que nous rappellerons.

Nous avons employé des méthodes basées sur les interférences :

— à ondes multiples (*fig.* 13) : franges de Tolansky [12] ;

— à deux ondes : microscope interférentiel du type Françon-Nomarski.

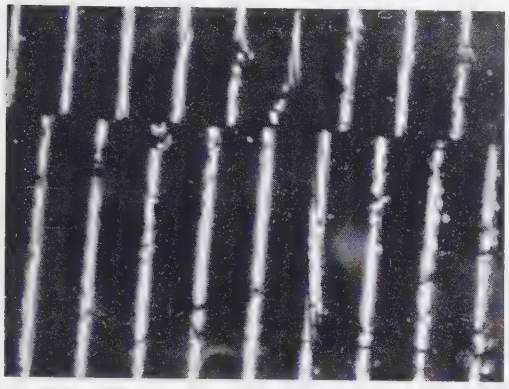

Fig. 13

Dans ces deux cas, le phénomène à analyser se présente comme indiqué *figure* 14. Nous devons mesurer le décalage δ des deux systèmes de franges, puis l'interfrange i.

$$\frac{\delta}{i} \quad \frac{\varepsilon}{\lambda}.$$

ε représente le déphasage entre deux ondes réfléchies ou transmises sur la couche et sur le support. Dans le cas de la *figure* 12, $\varepsilon = \dfrac{2\pi d}{\lambda}$.

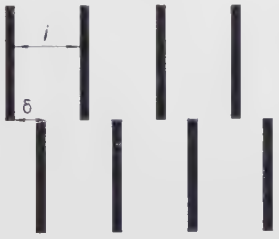

Fig. 14

La mesure est faite :

visuellement, à l'aide d'un oculaire micrométrique,

électroniquement, par la méthode du maximètre qui est dérivée de celle mise au point par Giacomo et Jacquinot [13], puis par Male et Trompette [14], pour le contrôle des couches minces. Dans l'image du champ de franges, en mesure la dérivée de la fonction des éclairements, ce qui donne plus de précision sur le pointé des franges.

Nous allons décrire la méthode des trois fentes que nous avons adaptée à notre problème.

2.21 **Méthode des trois fentes.**

Cette méthode est dérivée de celle des trois fentes de VAISSALA ZERNIKE [15], reprise par A. MARÉCHAL [16] qui a eu l'idée de remplacer la fente source par une mire périodique M : on obtient, ainsi, un gain important de luminosité ; cette mire est, de plus, éclairée en lumière incohérente, ce qui facilite le montage optique (*fig.* 15).

La distribution normalisée des éclairements dans le plan M′ s'exprime par :

$$\frac{I(y')}{I(0)} = 1 + \frac{4}{3\pi}\left[\cos\left(\frac{2\pi y'}{p'} + \Phi_0 - \Phi_1\right) + \cos\left(\frac{2\pi y'}{p'} + \Phi_2 - \Phi_0\right)\right].$$

y' représente l'ordonnée du point considéré dans le plan image ; p' est le pas de l'image de la mire M ; Φ_1, Φ_0, Φ_2 sont les différences de phase introduites sur les fentes F_1, F_0 et F_2.

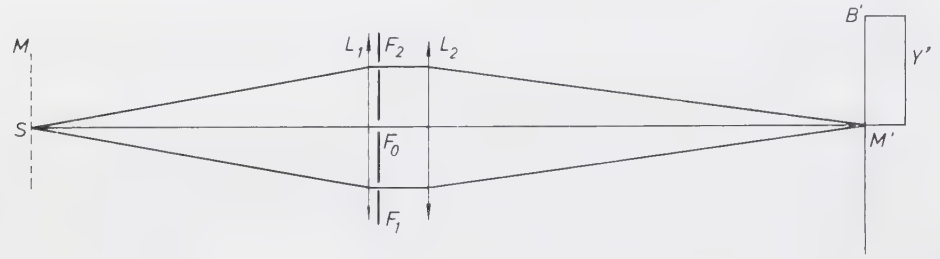

Fig. 15

Un défaut de mise au point x correspond à un déphasage θ introduit sur la fente centrale.

$$\theta = \frac{\pi \alpha'^2 x}{\lambda},$$

l'angle α' est généralement très petit ; et, par conséquent, des déplacements, relativement importants et faciles à mesurer avec précision, permettent de faire varier θ de quantités petites, mais très bien connues.

La fonction de modulation du phénomène en fonction de x est représentée sur la *figure* 16.

Cette méthode sera utilisée de la façon suivante. Nous choisissons un critère de mise au point : contraste maximal ou nul. Avec et sans l'échantillon à étudier devant l'une des fentes, la différence de mise au point donne la valeur du déphasage introduit.

Pour augmenter la précision de mise au point, dans le cas de la détection visuelle, nous utilisons deux mires décalées longitudinalement [17] de part et d'autre du foyer f_1 (*fig.* 17). La fonction de modulation du phénomène en fonction de x, correspondant à chacune des mires, est représentée par la *figure* 16. Nous prendrons comme critère de mise au point, celui qui correspond à l'égalité de contraste des deux mires. Le décalage

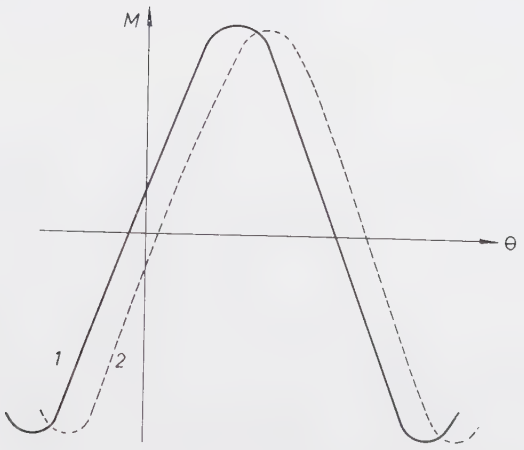

Fig. 16

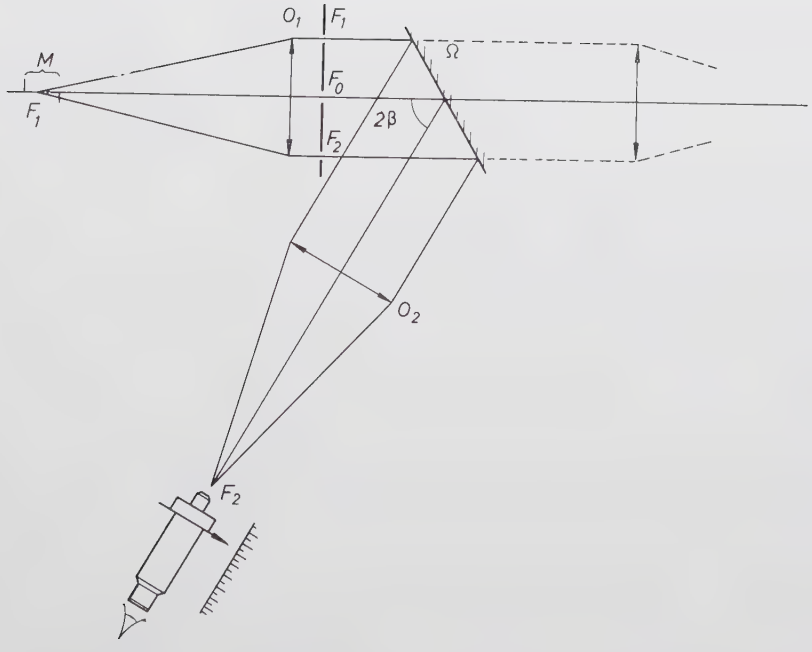

Fig. 17

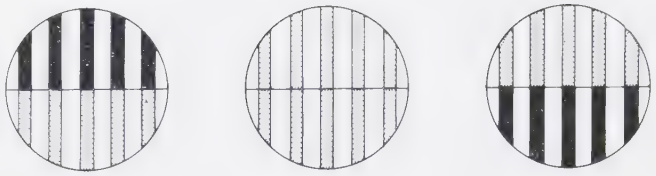

Fig. 18

des courbes (1) et (2) permet de se placer dans les meilleures conditions physiologiques de l'œil. La *figure* 18 représente l'aspect du phénomène en dehors et à l'égalité de contraste.

Cas de l'absorption de l'échantillon [18].

Nous donnons le résultat de la répartition normalisée de l'intensité de l'image, pour les différentes positions relatives de l'échantillon par rapport aux fentes, en tenant compte du facteur d'affaiblissement A^2 du flux lumineux incident dû à la réflexion ou à la transmission de l'échantillon.

a) l'échantillon est placé devant la fente centrale :

$$\frac{I(y')}{I(0)} = 1 + \frac{4\,A}{\pi\,(2 + A^2)}\left[\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_0 - \Phi_1\right) + \cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_2 - \Phi_0\right)\right];$$

b) l'échantillon est placé devant une fente extrême :

Dans le cas où l'échantillon est situé devant la fente F_2, nous obtenons :

$$\frac{I(y')}{I(0)} = 1 + \frac{4}{\pi\,(2 + A^2)}\left[\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_0 - \Phi_1\right) + A\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_2 - \Phi_0\right)\right];$$

c) l'échantillon est placé devant deux fentes consécutives :

Dans le cas où l'échantillon est situé devant les fentes F_2, F_0, nous obtenons :

$$\frac{I(y')}{I(0)} = 1 + \frac{4\,A}{\pi\,(1 + A^2)}\left[\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_0 - \Phi_1\right) + A\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_2 - \Phi_0\right)\right];$$

d) l'échantillon est placé devant les trois fentes :

Dans ce cas, nous obtenons, au facteur A^2 près, le résultat déjà explicité :

$$\frac{I(y')}{A^2\,.\,I(0)} = 1 + \frac{4}{3\,\pi}\left[\cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_0 - \Phi_1\right) + \cos\left(\frac{2\,\pi\,y'}{p'} + \Phi_2 - \Phi_0\right)\right].$$

Dans les différents cas examinés, il est possible de compenser la différence de phase produite par l'échantillon en introduisant, comme précédemment, un défaut de mise au point qui donne une différence de phase $(-\theta)$ sur la fente centrale F_0, pour

retrouver le critère initial qui sert de repère : ceci revient à changer Φ_0 en $\Phi - \theta$, dans les différentes expressions ci-dessus ; nous obtenons ainsi la relation qui relie θ à la différence de phase produite par l'échantillon :

$$\theta \quad \Phi'_\theta = \frac{\Phi'_1 \quad \Phi'_2}{2},$$

où Φ'_0, Φ'_1 et Φ'_2 représentent les variations de phase produites sur les trois fentes avant et après l'introduction de l'échantillon devant la ou les fentes.

Ceci n'est valable qu'à condition de prendre comme critère initial soit la recherche de l'égalité du contraste de deux plages, soit la recherche d'un contraste maximal ou nul.

La méthode reste donc également valable dans le cas où l'échantillon produit des pertes par réflexion ou transmission et quelle que soit la position relative de l'échantillon par rapport aux fentes ; cependant, la meilleure précision est obtenue en plaçant l'échantillon sur la fente centrale. Cette propriété est très importante car elle nous permet d'employer cette méthode pour mesurer le déphasage produit entre deux ondes réfléchies sur une couche et son support nu.

Montage définitif.

Nous avons utilisé deux mires M (*fig.* 17), occupant chacune l'une des moitiés du champ et décalées longitudinalement par rapport au foyer f_1 de l'objectif O_1 ; ce décalage est réglable, afin de se placer dans les meilleures conditions précisées ci-dessus.

Ces deux mires sont éclairées en lumière incohérente et monochromatique ou blanche. Dans l'espace image, aux environs du foyers f_2 de l'objectif O_2, on observe le phénomène indiqué *figure* 18 à l'aide d'un microscope ; pour chaque mise au point, la position du microscope est repérée.

La différence de phase est connue à π près ; pour lever l'indétermination, nous employons la méthode des fentes d'Young, en masquant la fente centrale et en plaçant l'échantillon devant l'une des fentes extrêmes ; nous mesurons ainsi le décalage de la frange achromatique. Dans certains cas, nous avons dû utiliser d'autres méthodes interférentielles, pour connaître le multiple entier de π correspondant au déphasage introduit par l'échantillon.

Pour établir la correspondance entre θ et x, il suffit de mesurer la distance x_0 qui sépare deux pointés consécutifs.

De la distance x, séparant les pointés effectués avant et après l'introduction de l'échantillon, nous déduisons la partie fractionnaire du déphasage :

$$\theta = \frac{x}{x_0}\pi = \Phi'_0 - \frac{\Phi'_1 + \Phi'_2}{2}.$$

L'appareil réalisé à l'Institut d'Optique (*fig.* 19) permet de mesurer des différences de marche en incidence variable par réflexion ou par transmission. Le pointé est obtenu

au 1/100 de millimètre, ce qui correspond à une précision de 3 Å pour la raie verte du mercure.

Remarque. — Pour nous affranchir des défauts de planéité du support, nous mesurons dans les mêmes conditions spatiales le déphasage sur le support avant et après le traitement. La surface du support est partiellement traitée, ce qui définit deux plages distinctes sur le support.

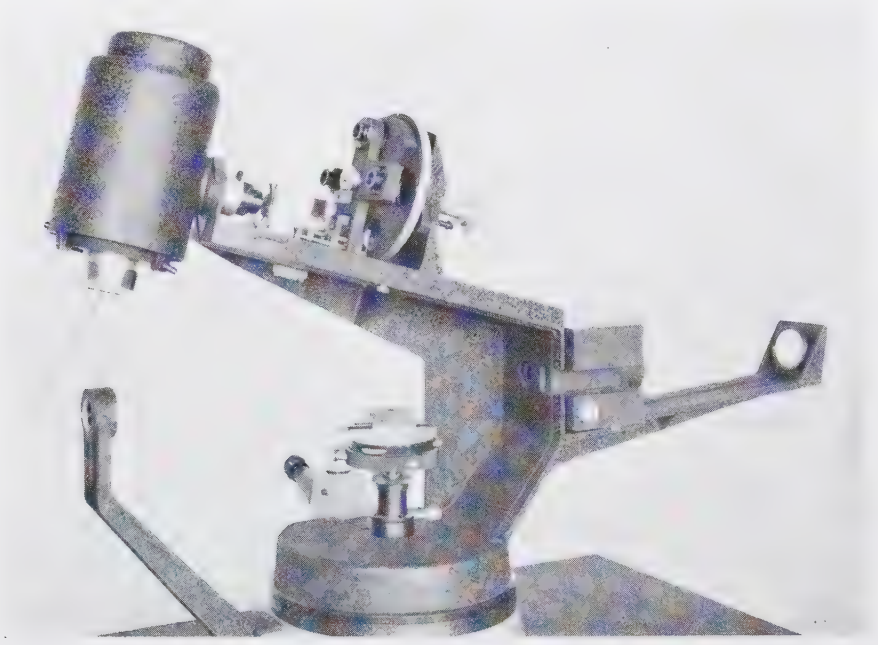

Fig. 19

Nous mesurons la différence de déphasage présentée par le support dans le cas où les trois fentes se projettent d'abord sur une seule plage et ensuite de part et d'autre de la limitation des plages. Si θ' représente le déphasage, correspondant uniquement à celui relatif à la couche, nous avons :

$$\theta' = \frac{\pi \varepsilon}{\lambda}.$$

Cette méthode nous a permis de mesurer l'épaisseur mécanique des couches minces et le déphasage produit entre les ondes se réfléchissant sur le support nu et sur la couche.

Remarque générale sur les dispositifs expérimentaux.

A partir des résultats expérimentaux, nous devons calculer les indices de réfraction et d'extinction des couches. En conséquence, un couplage machine à calculer-dispositifs expérimentaux serait souhaitable.

3 RÉSULTATS

Nous donnons, à titre d'exemples, les résultats que nous avons obtenus sur les couches de palladium.

Les couches ont été réalisées sous une pression de l'ordre de 10^{-6} mm de Hg, déposées sur un support en silice. Le nettoyage du support et de l'enceinte a été soigneusement fait par voie chimique puis, avant l'évaporation du métal, le support était dégazé à 350 °C ; le chauffage du support a été obtenu uniquement à l'aide du rayonnement d'une plaque de tantale chauffée. Le chauffage du creuset, qui était formé de tiges de tungstène, se faisait par effet Joule.

La vitesse d'évaporation était de l'ordre de 100 Å/s : il semble que ce paramètre ait une grande importance sur la qualité des couches ; d'autre part, quand la vitesse d'évaporation est de l'ordre de grandeur de celle indiquée ci-dessus, il est possible, après évaporation, de décoller le palladium des tiges de tungstène, ce qui n'est pas le cas pour des vitesses d'évaporation plus réduites : ceci voudrait peut-être dire qu'il n'y a pas de formation d'alliage entre creuset et palladium au-dessus d'une certaine valeur de la vitesse d'évaporation.

Les couches étaient déposées sur un support chauffé à 100 °C environ et, après l'évaporation, le support était porté à 180 °C environ pendant 4 h pour obtenir une recristallisation de la couche.

Il était possible d'avoir un repère de l'épaisseur de la couche à l'aide du système piézo-électrique [19]. Nous reviendrons sur ce système de contrôle quand nous décrirons la méthode de dosage des couches composées.

3,1 QUALITÉ DES COUCHES

Les couches étudiées ont été examinées au microscope électronique et aux rayons X. Toutes ces mesures ont été faites par M. Devant et M^me^ Gandais qui travaillent sous la direction de M. Croce ; qu'ils reçoivent ici mes remerciements. On ne développera donc pas les méthodes utilisées qui ont déjà été décrites.

Au microscope ordinaire, il a été possible de voir la forme des cristaux et de connaître leurs dimensions.

Aux rayons X, il a été possible d'étudier la texture, l'orientation, l'épaisseur cristalline (franges de diffraction) et l'épaisseur totale (franges de Kiessig).

Les couches étudiées étaient formées de cristaux dont les dimensions moyennes étaient de l'ordre de 200 Å (*fig.* 20). Nous avons pu détecter des cristaux d'un micron (*fig.* 21). Nous avons, cependant, pu constater l'importance du recuit : la *figure* 22 montre l'aspect d'une couche qui a subi un mauvais recuit. Le diagramme de diffraction montre également l'importance du recuit (*fig.* 23 et 24).

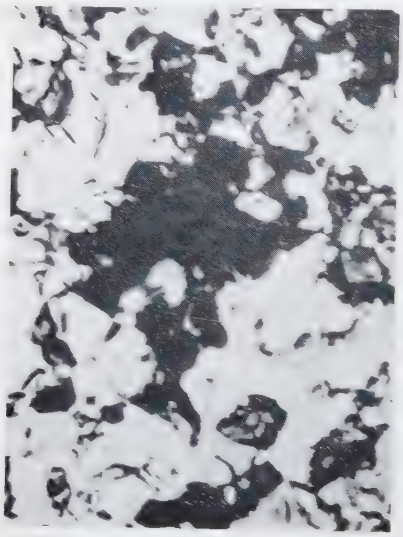

Fig. 20

Fig. 21

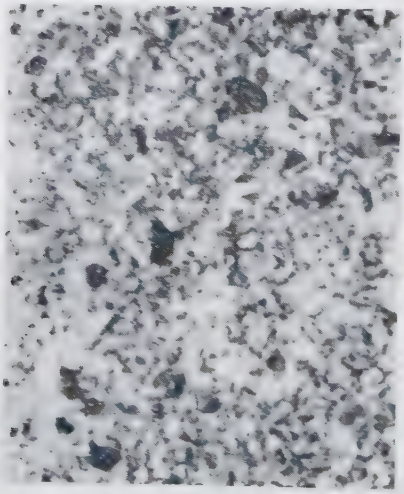

Fig. 22

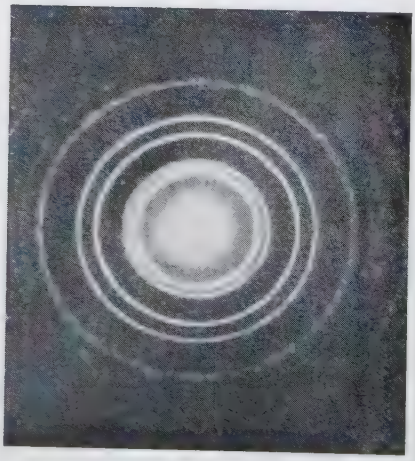

Fig. 23

La texture des couches était située aux environs de 3°. La cristallisation se voit également sur la *figure* 25.

La frange centrale est entourée de franges de diffraction (*fig.* 26) qui permettent la mesure de l'épaisseur monocristalline.

Il est important de constater que les mesures de l'épaisseur monocristalline et de l'épaisseur totale ont donné le même résultat à la précision des mesures : ceci semble vouloir dire que les couches étudiées étaient bien monocristallines dans toute leur épaisseur.

La *figure* 27 montre qu'une couche mal recuite ne cristallise pas.

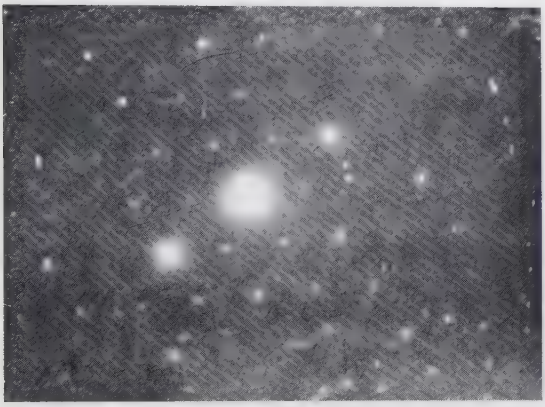

Fig. 24

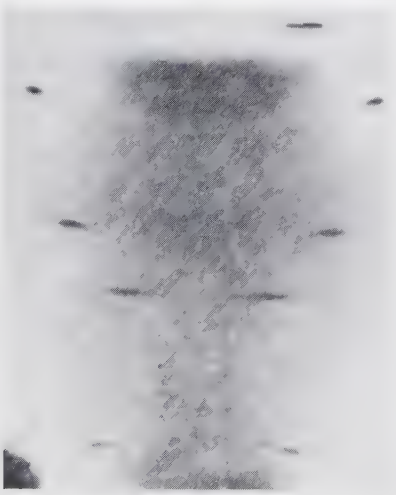

Fig. 25

Fig. 26

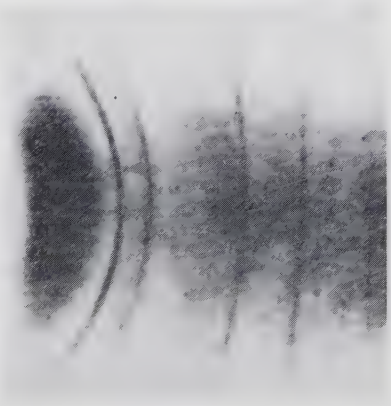

Fig. 27

3.2 RÉSULTATS OPTIQUES

A l'aide du goniospectrophotomètre, nous avons pu vérifier, sur des couches opaques de palladium, les relations suivantes :

sous l'incidence de 45° : $R_{\perp}^{'} = R_{//}$;

— sous l'incidence brewstérienne du support : $R_{//}^{'} = R_{//}$ ($R_{\perp}$ et $R_{//}$ sont les facteurs de réflexion pour les vibrations perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence ; R′ correspond au facteur de réflexion du côté support).

Ces relations, vérifiées expérimentalement, nous laissent espérer que les couches étudiées étaient homogènes et ne présentaient pas de couche superficielle suffisante pour perturber les résultats.

Les *figures* 28 et 29 montrent la présence d'un maximum de réflexion à 2 600 Å et un minimum à 2 750 Å. Pour l'argent, nous trouvons des résultats semblables.

Nous donnons (*fig.* 30 et 31) les constantes optiques.

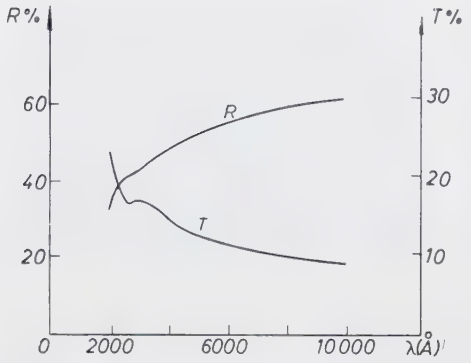

Fig. 28. — Support silice
e = 268 Å ± 8 Å

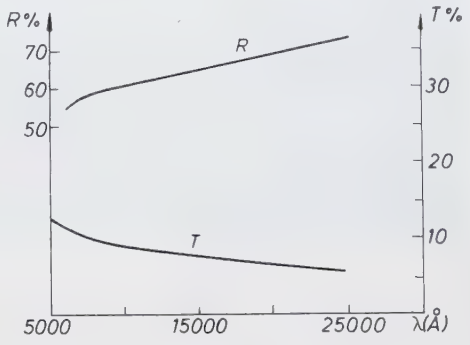

Fig. 29
e = 268 Å

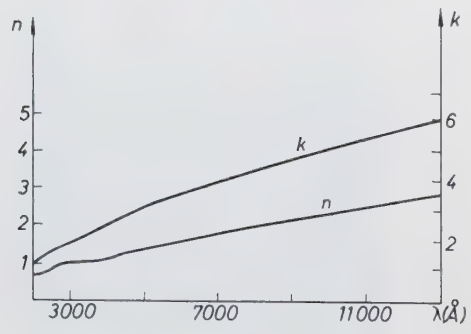

Fig. 30
e = 268 Å

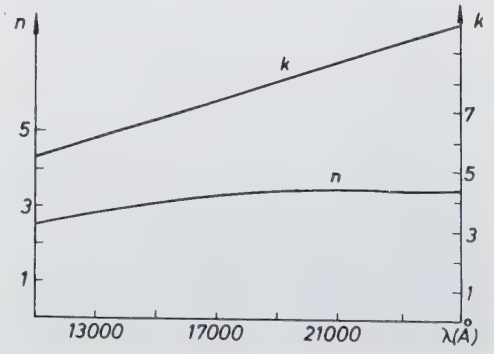

Fig. 31
e = 268 Å

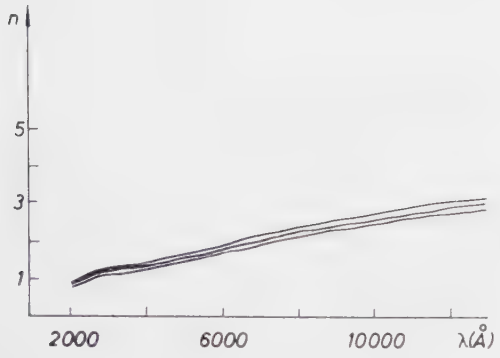

Fig. 32
e = 321 Å
336 Å
351 Å

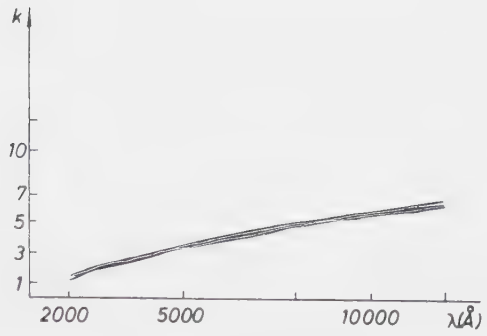

Fig. 33
e = 321 Å
336 Å
351 Å

Les *figures* 32 et 33 montrent l'influence sur la détermination des constantes optiques d'une erreur de la valeur de l'épaisseur mécanique des couches.

La comparaison des *figures* 30 à 33 montre que les constantes optiques de deux couches dont les épaisseurs diffèrent de 30 % sont pratiquement les mêmes. Ceci s'explique si l'on admet que, dans la région spectrale examinée, les constantes optiques sont dues essentiellement à des transitions interbandes. En effet, l'effet des transitions intrabandes (électrons de conduction) se traduirait par une variation avec l'épaisseur. Il est probable que, dans le palladium, la surface de Fermi est très voisine du complexe des bandes *d*, ce qui rend possible l'existence d'un effet photo-électrique interne déjà aux très faibles énergies (grandes longueurs d'onde).

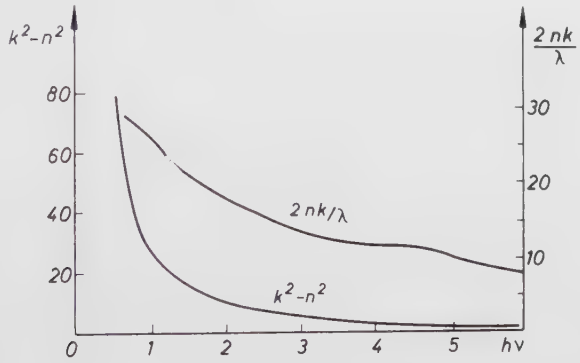

Fig. 34
e = 268 Å

La *figure* 34 montre la présence d'une bande d'absorption située aux environs de 4,5 eV, qui est à rapprocher de celle de l'argent, située aussi entre 4 et 5 eV. Celle-ci pourrait avoir la même origine dans les deux métaux qui sont voisins dans la classification périodique. Il est possible qu'elle soit due à des transitions se produisant à un point de symétrie des bandes d'énergie, ce qui expliquerait le fait qu'elles aient lieu pour la même énergie. Un fait analogue a été constaté par Ehrenreich, Philipp et Olechna [20] dans le cas du nickel comparé au cuivre.

DEUXIÈME PARTIE

COUCHE COMPOSÉE MIXTE

INTRODUCTION

A LA DEUXIÈME PARTIE

Une couche mince modifie les facteurs optiques du support ; or, pour le calcul des combinaisons de couches minces, il est souhaitable de pouvoir disposer d'un choix plus important d'indices. A cet effet, nous avons étudié le problème de couches obtenues à partir de deux corps ; il n'est cependant pas encore possible de prévoir si cette étude apportera aussi des renseignements fondamentaux.

Nous examinons, à cet effet, le cas où la couche n'est plus constituée d'un seul corps, mais de deux. Nous cherchons à exprimer l'indice du mélange en fonction de la concentration, de la masse volumique et de l'indice de chaque constituant. Nous étudierons, ensuite, la méthode de calcul des facteurs optiques de cette couche, dans le cas où la concentration est constante ou variable en fonction de l'épaisseur. Enfin, nous indiquerons le montage expérimental réalisé et quelques résultats obtenus.

1 DÉTERMINATION DE L'INDICE D'UN MÉLANGE

Nous cherchons à expliciter l'indice complexe n d'un mélange de deux corps d'indices n_1 et n_2, de masses volumiques ρ_1 et ρ_2 dont la concentration en masse est C_1 $\left(C_1 \quad \frac{\text{masse du corps 1}}{\text{masse totale}}\right)$.

D'où : $$\tilde{n} = f\,(\tilde{n}_1,\ \tilde{n}_2,\ \rho_1,\ \rho_2,\ C_2).$$

Si le mélange est tel qu'il n'y ait pas de réaction chimique entre les deux constituants, la relation de Lorentz-Lorenz [21] donne, en première approximation, l'indice équivalent $\tilde{n}$ de la couche et s'écrit :

$$\frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 2} = \frac{\rho}{\rho_1} C_1 \frac{\tilde{n}_1^2 - 1}{\tilde{n}_1^2 + 2} + \frac{\rho}{\rho_2} C_2 \frac{\tilde{n}_2^2 - 1}{\tilde{n}_2^2 + 2}, \tag{1}$$

où ρ est la masse volumique du mélange qui est reliée à ρ_1, ρ_2 et C la concentration respective des deux constituants, par la relation :

$$\frac{1}{\rho} \quad \frac{C_1}{\rho_1} + \frac{C_2}{\rho_2}.$$

Posons :

$$\frac{\tilde{n}_i^2 - 1}{\tilde{n}_i^2 + 2} = Z_i, \qquad \frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 2} = Z.$$

L'expression (1) donne alors :

$$Z = \gamma_1 Z_1 + \gamma_2 Z_2,$$

$$\gamma_1 = 1 - \gamma_2 = \frac{\rho_2 (1 - C_2)}{\rho_2 + (\rho_1 - \rho_2) C_2}.$$

Nous remarquerons que γ représente la concentration volumique.

Nous traiterons le problème par les méthodes numérique et géométrique.

MÉTHODE NUMÉRIQUE

Nous cherchons à déterminer $\tilde{n}$, à partir de Z_1, Z_2, γ_1 et γ_2.

$$\tilde{n}^2 = \frac{1 - 2Z}{1 - Z}.$$

Or, Z_i est de la forme

$$Z_i = A_i - jB_i$$

avec

$$A_i = \frac{(n_i^2 - k_i^2 - 1)(n_i^2 - k_i^2 - 2) - 4 n_i^2 k_i^2}{(n_i^2 - k_i^2 - 2)^2 + 4 n_i^2 k_i^2}; \qquad B_i = \frac{6 n_i k_i}{(n_i^2 - k_i^2 + 2)^2 + 4 n_i^2 k_i^2},$$

d'où

$$Z = \gamma_1 A_1 + \gamma_2 A_2 - j(\gamma_1 B_1 + \gamma_2 B_2) = \alpha - j\beta.$$

Z est de la forme $\alpha - j\beta$, d'où :

$$\tilde{n}^2 = \frac{(1 - 2\alpha)(1 - \alpha) - 2\beta^2 - 3j\beta}{(1 - \alpha)^2 - \beta^2}.$$

Par suite

$$n^2 - k^2 = \frac{(1 - 2\alpha)(1 - \alpha) - 2\beta^2}{(1 - \alpha)^2 + \beta^2} = X,$$

$$2nk = \frac{3\beta}{(1 - \alpha)^2 - \beta^2} = Y,$$

d'où :

$$2n^2 = X - \sqrt{X^2 + Y^2},$$

$$2k^2 = -X + \sqrt{X^2 + Y^2}.$$

A partir de $\tilde{n}_1$, $\tilde{n}_2$, ϱ_1, ϱ_2, C_2 ou C_1, nous pouvons donc déterminer numériquement n et k.

MÉTHODE GRAPHIQUE

Le problème revient à déterminer, dans le plan complexe, d'abord l'affixe L de Z que nous écrirons L (Z), puis N ($\tilde{n}$), la connaissance de l'affixe N de $\tilde{n}$ donne en effet n et k.

1.21 Détermination de L (Z).

Nous indiquons d'abord la méthode de construction de l'affixe L_i de Z_i qui permettra de construire L_1 et L_2, puis nous étudierons le lieu de L et nous montrerons comment, pour deux corps donnés, nous pouvons connaître immédiatement L en fonction des concentrations.

a) Construction de $L_i(Z_i)$ à partir de $N_i(n_i)$.

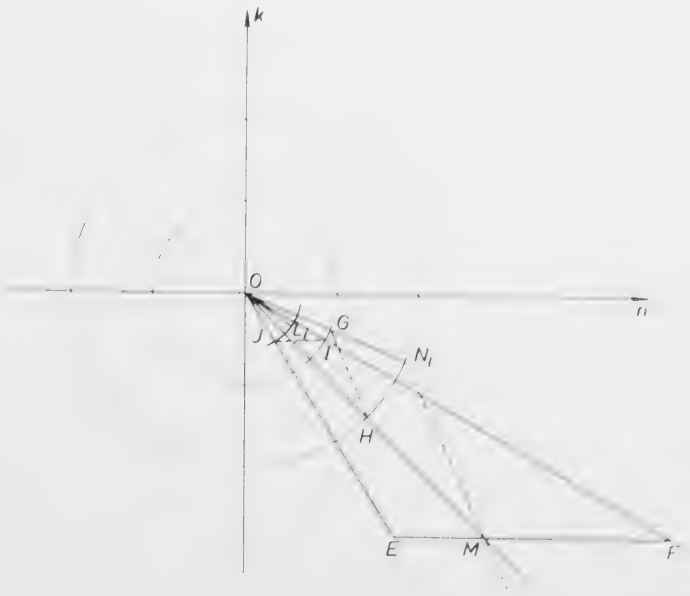

Fig. 35. — Construction de $L_i(Z_i)$ à partir de $N_i(\tilde{n}_i)$.

Nous indiquons la construction de l'affixe de Z_i, à partir de l'affixe de $\tilde{n}_i$ (*fig.* 35).

Soit N_i l'affixe de $\tilde{n}_i$.

Soit OH la droite portant l'affixe de $\tilde{n}_i^2$, faisant un angle double par rapport à ON_i avec l'axe réel.

$$OH = ON_i.$$

Soit G le point situé sur la droite ON_i et tel que $OG = 1$.

De N_i, nous menons une parallèle à GH qui coupe OH en M ; ce point représente l'affixe de $\tilde{n}_i^2$.

Soient E et F les points portés par une droite issue de M et parallèle à l'axe réel qui ont respectivement pour abscisses (− 1) et (+ 2) comptés à partir de M.

Soit δ' la droite faisant avec l'axe réel un angle égal à l'angle (OE, OF) qui représente l'argument de Z_i.

Du point I, tel que $OI = 1$, situé sur OF, nous menons une parallèle à EF qui coupe OE en J. Sur δ', nous portons le segment $OL_i = OJ$. Le point L_i représente l'affixe de Z_i.

A partir de n_i et k_i, nous pouvons donc construire l'affixe de Z_i, d'où connaître A_i et B_i.

b) Lieu de l'affixe L de Z, a partir de la description indiquée ci-dessus.

Nous pouvons donc construire les points L_1 et L_2, les affixes de Z_1 et Z_2.

A partir de L_1 et L_2, il est possible de déterminer L, l'affixe de Z.

En effet :

$$Z \quad \gamma_1 Z_1 \quad \gamma_2 Z_2$$

avec :

$$\gamma_1 \cdot \gamma_2 \quad 1,$$

d'où le lieu de L sera la droite $L_1 L_2$.

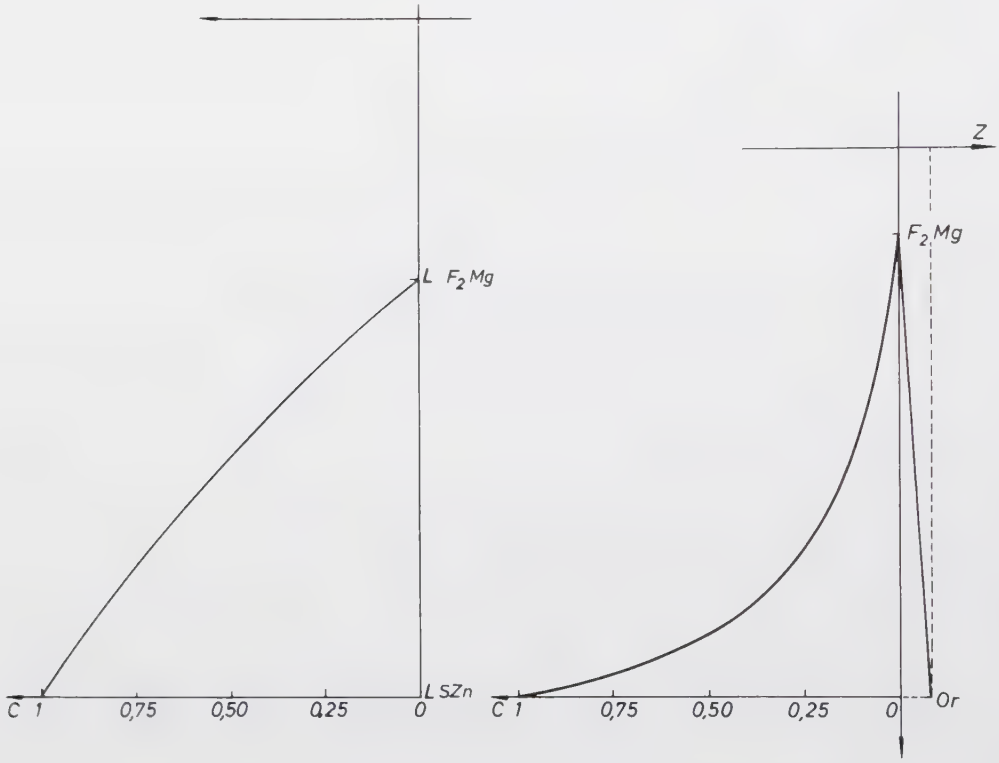

Fig. 36. Détermination de Z

Il est donc possible d'établir, en abscisse par exemple, une échelle correspondant aux concentrations (*fig.* 36). La représentation de la concentration massique, en fonction de la concentration volumique, est une portion d'hyperbole.

Nous voyons donc que, pour deux corps donnés, nous pouvons déterminer graphiquement l'affixe de Z immédiatement.

Le problème qui reste à résoudre est la détermination de l'affixe N de $\bar{n}$, à partir de l'affixe L de Z.

1,22 **Détermination de** N (n).

Nous indiquerons d'abord la méthode de construction de l'affixe M de $\tilde{n}^2$, à partir de L (Z) puis, celle relative à l'affixe N de n.

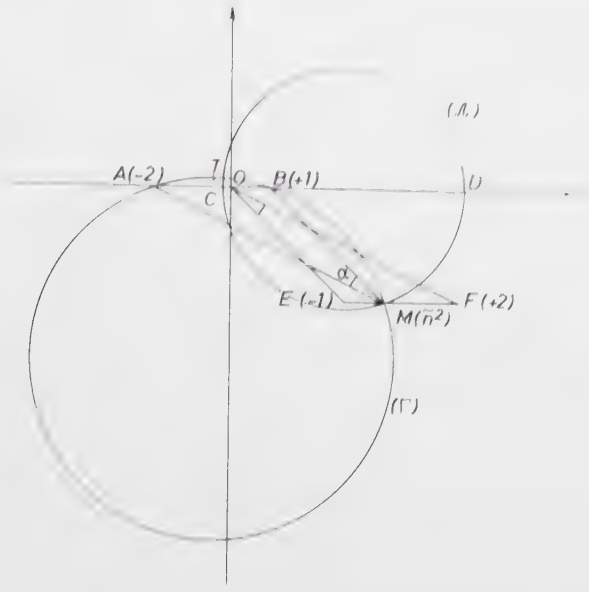

Fig. 37. Détermination de M ($\tilde{n}^2$) à partir de Z

a) Détermination de M ($\tilde{n}^2$) à partir de L (Z) (*fig.* 37).

Supposons le problème résolu et soit M, l'affixe de $\tilde{n}^2$ que nous désignons par M ($\tilde{n}^2$). Nous savons que :

$$Z \quad \begin{matrix} \tilde{n}^2 & 1 \\ n^2 & 2 \end{matrix}.$$

Soient A et B deux points fixes, situés sur l'axe réel et d'abscisses respectives (- 2) et (+ 1). L'argument de Z sera donc l'angle α = (MA, MB) et son module sera égal au rapport $\begin{matrix} OE & MB \\ OF & MA \end{matrix}$.

Connaissant l'argument et le module de Z, on peut déterminer $\tilde{n}^2$.

En effet, le point M se trouve sur l'arc de cercle (Γ) qui voit le segment AB sous l'angle α.

M se trouve également sur le cercle (Ω) qui est le lieu des points dont le rapport des distances aux points A et B est égal au module de Z. Or, on sait que les points C et D, situés sur la droite AB, divisent harmoniquement AB dans le rapport $\frac{MB}{MA}$; MC et MD sont les bissectrices intérieure et extérieure de l'angle (MA, MB). La construction du cercle (Ω) devient donc simple.

Le point M se trouve à l'intersection des deux cercles (Γ) et (Ω). Seulement le point d'intersection d'abscisse positive et d'ordonnée négative répond au problème.

Pour résoudre complètement la détermination graphique, il faut construire, à partir de M, le point N affixe de $\tilde{n}$.

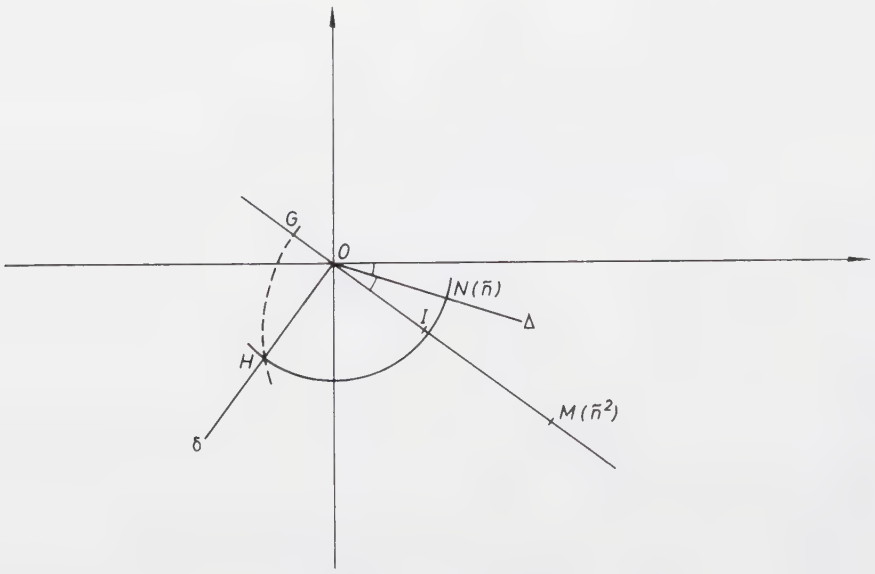

Fig. 38. — Détermination de N $(\tilde{n})$ à partir de M $(\tilde{n}^2)$

b) Construction de N $(\tilde{n})$ a partir de M $(\tilde{n}^2)$ (*fig.* 38).

Le point N, affixe de $\tilde{n}$, sera sur une droite Δ faisant un angle moitié par rapport à OM avec l'axe réel et sa distance à O sera égale à la racine carrée de $\overline{OM}$.

Pour déterminer la racine carrée de $\overline{OM}$, nous portons sur OM le point G, opposé à M tel que OG = 1 ; puis, du point O, nous élevons la perpendiculaire δ à OM et du point I, milieu de MG, nous menons un cercle de rayon IM qui coupe Δ en H : OH représente la racine carrée de $\overline{OM}$.

Nous pouvons donc déterminer graphiquement le point N $(\tilde{n})$ à partir du point M $(\tilde{n}^2)$; l'abscisse et l'ordonnée de N nous donnent n et k qui sont les deux quantités cherchées.

Nous voyons donc qu'à partir de $\tilde{n}_1$, $\tilde{n}_2$, γ_1 ou γ_2, nous pouvons entièrement déterminer, par le graphique, n et k.

Remarque. — Si nous voulons obtenir une valeur d'indice $\tilde{n}$, nous devons chercher la valeur correspondante de la concentration. Il suffit de construire, comme nous l'avons vu, l'affixe L de Z, d'où nous déduirons, par la *figure* 36, la valeur de la concentration.

Chapitre II

2 CALCUL DES FACTEURS OPTIQUES

Nous exprimerons les facteurs de réflexion et de transmission et les déphasages ; nous envisagerons deux cas selon que la concentration en masse des composants est constante ou variable, en fonction de l'épaisseur.

2,1 CONCENTRATION CONSTANTE

Nous avons vu, ci-dessus, qu'en première approximation, la couche constituée de deux composants, à concentration constante, pouvait être caractérisée, du point de vue optique, comme ayant un indice complexe $n - jk$ que l'on peut déterminer pour chaque valeur de la concentration. Dans ce cas, le calcul des facteurs optiques se fera de la même façon que pour une couche homogène. Les expressions de ces facteurs sont celles qui ont été indiquées au paragraphe 1,2.

2,2 CONCENTRATION VARIABLE

On peut toujours envisager une couche inhomogène quelconque comme étant le résultat de la superposition d'une infinité de lames à faces parallèles homogènes et infiniment minces. Mathématiquement, ceci revient à considérer la définition d'une intégrale qui est la limite d'une somme. Lord Rayleigh [22] a esquissé la méthode, mais, par l'adaptation du calcul matriciel au calcul des couches minces, Abeles a rendu simple cette façon d'envisager le problème [23].

Nous savons que, mathématiquement, chaque couche d'indice n_i et d'épaisseur mécanique d_i est caractérisée par une matrice qui est égale à :

$$\begin{vmatrix} \cos \beta_i, & \frac{j}{W_i} \sin \beta_i \\ jW_i \sin \beta_i & \cos \beta_i \end{vmatrix}$$

où :

$\beta_i = \dfrac{2\pi}{\lambda} n_i d_i \cos \varphi_i$ λ représente la longueur d'onde,

$W_i = \begin{cases} n \cos \varphi, & \text{pour la vibration perpendiculaire au plan d'incidence,} \\ \dfrac{n}{\cos \varphi}, & \text{pour la vibration parallèle au plan d'incidence.} \end{cases}$

$$i = 1, 2, 3, \ldots, p.$$

p désigne le nombre de couches. Nous affectons de l'indice 0 et s les lettres caractéristiques des milieux extrêmes ; dans ce cas, nous avons :

$$n_0 \sin \varphi_0 = n_i \sin \varphi_i = \ldots = n_p \sin \varphi_p = n_s \sin \varphi_s.$$

φ_0 désigne l'angle d'incidence dans le premier milieu ;

n peut être un nombre réel ou complexe.

La matrice, produit des p matrices, caractérise l'empilement des p couches et est de la forme :

$$\begin{vmatrix} m_{11}, & m_{12} \\ m_{21}, & m_{22} \end{vmatrix}.$$

L'expression complexe du rapport des amplitudes des ondes réfléchie et incidente s'écrit :

$$r \quad \frac{W_0 (m_{11} + W_s m_{12}) - (m_{21} + W_s m_{22})}{W_0 (m_{11} + W_s m_{12}) + (m_{21} + W_s m_{22})}.$$

Le facteur de réflexion R devient :

$$R \quad | r |^2.$$

De même, le rapport des amplitudes des ondes transmise et incidente s'écrit :

$$t \quad \frac{2 W_0}{W_0 (m_{11} + W_s m_{12}) + m_{21} + W_s m_{22}}.$$

Le facteur de transmission T devient :

$$T = \frac{W_s}{W_0} | t |^2.$$

En prenant l'origine des phases sur la première interface, le déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie ou transmise correspond à l'argument de r ou t.

Nous pouvons ainsi, à partir des caractéristiques de chaque milieu, calculer les facteurs optiques relatifs à un empilement de couches.

Une couche inhomogène peut alors se décomposer en un empilement de couches homogènes dont chacune sera caractérisée par son indice moyen, son épaisseur et l'angle de réfraction de l'onde traversée. Le nombre de couches à considérer sera à épaisseur égale d'autant plus important que la variation de l'indice sera plus rapide.

3 MÉTHODE DE DOSAGE

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que, pour obtenir des couches de caractéristiques optiques prédéterminées, il est nécessaire de respecter une concentration des différents éléments.

Il nous reste, maintenant, à étudier les moyens expérimentaux qui se présentent, pour réaliser cette concentration. Le mélange des différents constituants peut être envisagé, par exemple :

par l'évaporation à partir d'une source unique d'un mélange préparé à l'avance. Cette méthode est intéressante quand les températures d'évaporation des constituants sont voisines ;

par l'évaporation successive des constituants, à partir des différentes sources. On obtient ainsi un empilement de couches simples. Dans certains cas seulement, on peut réaliser une diffusion complète des éléments d'une couche dans l'autre. Cette méthode exige aussi un contrôle constant de la masse déposée de chacun des constituants ;

dans tous les cas, par l'évaporation simultanée des différents constituants, à partir de sources distinctes. C'est ce dernier procédé que nous avons utilisé et pour lequel nous avons réalisé une méthode de contrôle du dosage.

Comme dans la partie théorique, nous n'envisageons que le cas de deux constituants.

Cette méthode consiste à régler le débit de l'une des sources par rapport à l'autre et, à cet effet, nous avons réalisé le montage représenté par la *figure* 39 :

L est le support à traiter ;

C_1 et C_2 sont des caches qui permettent d'isoler les cristaux P_1 et P_2 respectivement des sources S_2 et S_1 ;

P_1 et P_2 sont des cristaux piézo-électriques qui servent à mesurer les masses déposées de chacun des constituants. En effet, si un cristal piézo-électrique, de masse M_0, travaillant au cisaillement, reçoit une surcharge Δm, sa fréquence fondamentale F_0 est modifiée d'une quantité ΔF égale à :

$$\Delta F = \frac{F_0}{M_0} \Delta m \qquad [24].$$

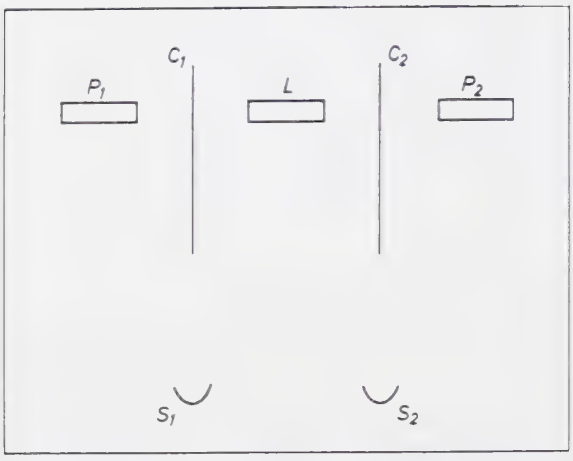

Fig. 39

Connaissant les masses respectives évaporées simultanément, nous réglerons le débit d'une source pour réaliser le réglage du débit relatif.

Pour agir sur le débit de la source, nous pouvons agir soit sur la température (par effet Joule ou par bombardement électronique), soit sur l'aire de sa surface.

Nous avons adopté la deuxième solution qui présente une meilleure rapidité de réponse. Nous disposons au-dessus de l'une des sources un cache à ouverture réglable.

Les signaux électriques, donnés par les cristaux P_1 et P_2, sont ensuite repris par un montage électronique dont le schéma est représenté par la *figure* 40.

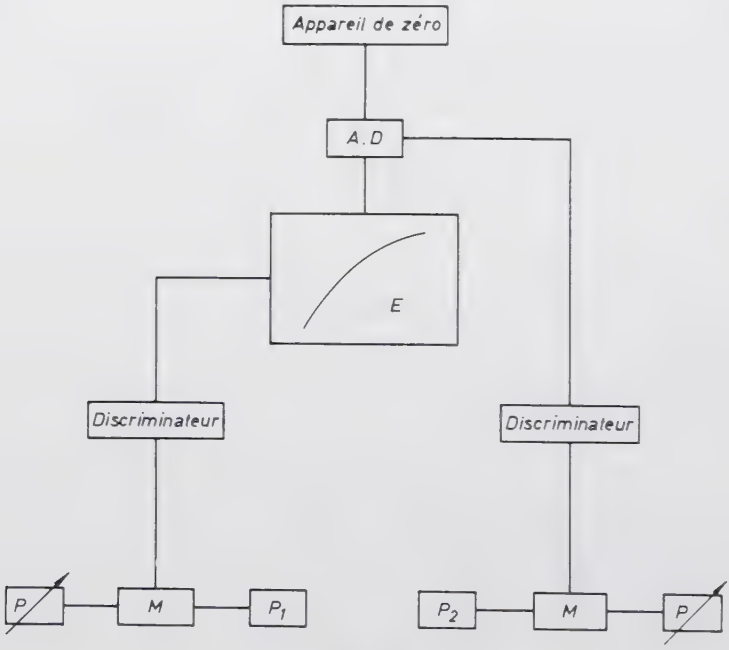

Fig. 40

A la sortie de la mélangeuse M nous obtenons un signal dont nous pouvons régler la fréquence en agissant sur le cristal piézo-électrique P de fréquence ajustable. Un discriminateur fournit un signal de tension ou d'intensité proportionnel à la fréquence d'entrée.

Le signal originaire de P_1 attaque l'un des axes d'un suiveur de courbe E. Sur l'autre axe, nous obtenons un signal correspondant à la valeur idéale que devrait prendre le signal originaire de P_2 pour que le dosage soit respecté : ce signal est comparé au signal réel originaire de P_2 à l'aide d'un amplificateur différentiel AD. Dès que l'appareil de zéro indique un déséquilibre, on agit sur le signal originaire de P_2 en modifiant l'aire de la surface de la source S_2 à l'aide d'un cache mobile commandé manuellement. La commande de ce cache pourrait être rendue automatique.

La courbe inscrite sur le suiveur de courbe est une droite, dans le cas particulier où la concentration est constante en fonction de l'épaisseur de la couche à réaliser.

Les cristaux piézo-électriques utilisés sont des quartz dont la fréquence fondamentale est égale à 5 MHz. Nous pouvions détecter une variation de fréquence d'un cycle, ce qui correspond à une variation d'épaisseur de l'ordre de quelques angströms, suivant les corps utilisés. Le suiveur de courbe employé était très sensible et ne limitait pas la précision qui restait celle donnée par les quartz.

Dans le cas où la couche doit être constituée de plus de deux corps, ce procédé peut aussi s'adapter.

1 RÉSULTATS

Nous nous sommes attachés, d'abord, au calcul des indices d'un mélange en fonction de la concentration, dans les cas suivants : or-sulfure de zinc, or-fluorure de magnésium, palladium-sulfure de zinc, palladium-fluorure de magnésium, fluorure de magnésium-sulfure de zinc.

Les *figures* 41, 42, 43, 44 permettent de lire directement la concentration à réaliser pour obtenir un indice désiré. Nous constatons donc qu'un indice compris entre les limites des indices des constituants peut être obtenu. Il suffit de réaliser une couche composée qui aura une concentration correspondant à l'indice désiré.

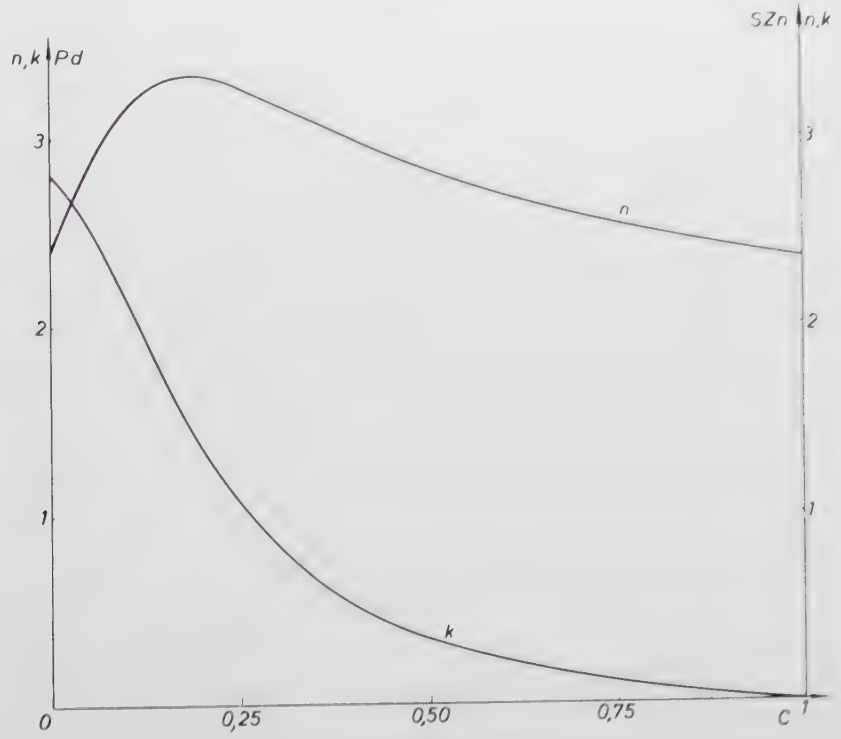

Fig. 41. — Palladium - Sulfure de zinc

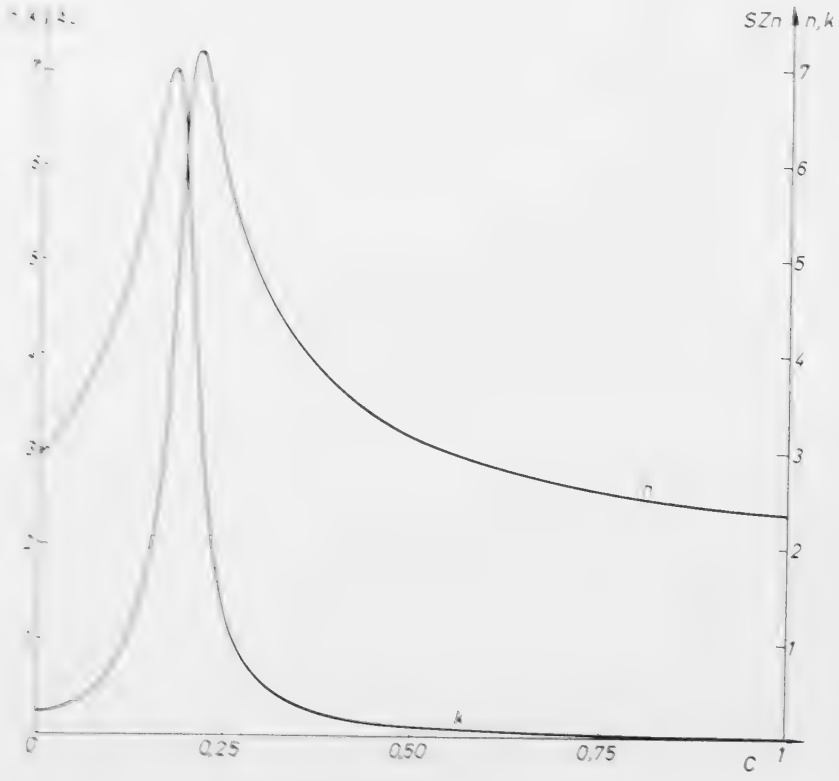

Fig. 42. — Or - Sulfure de zinc

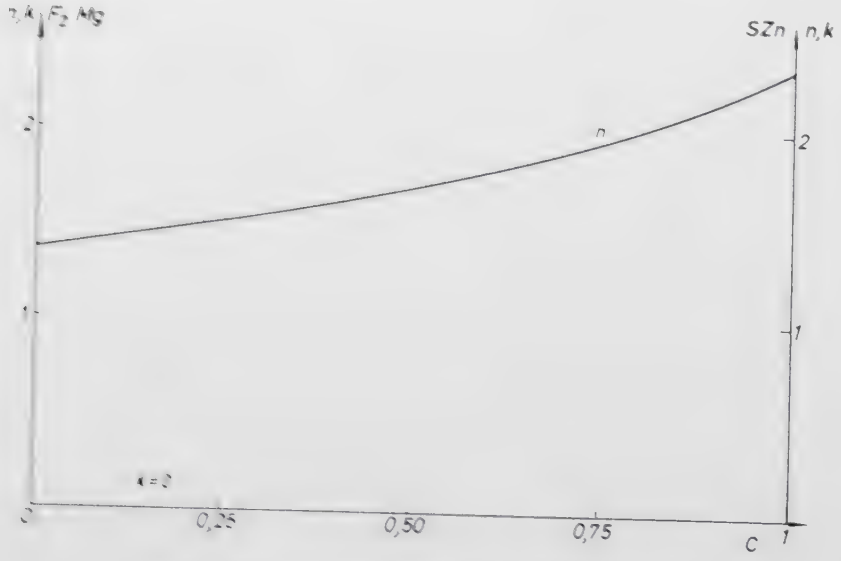

Fig. 43. — Fluorure de magnésium - Sulfure de zinc

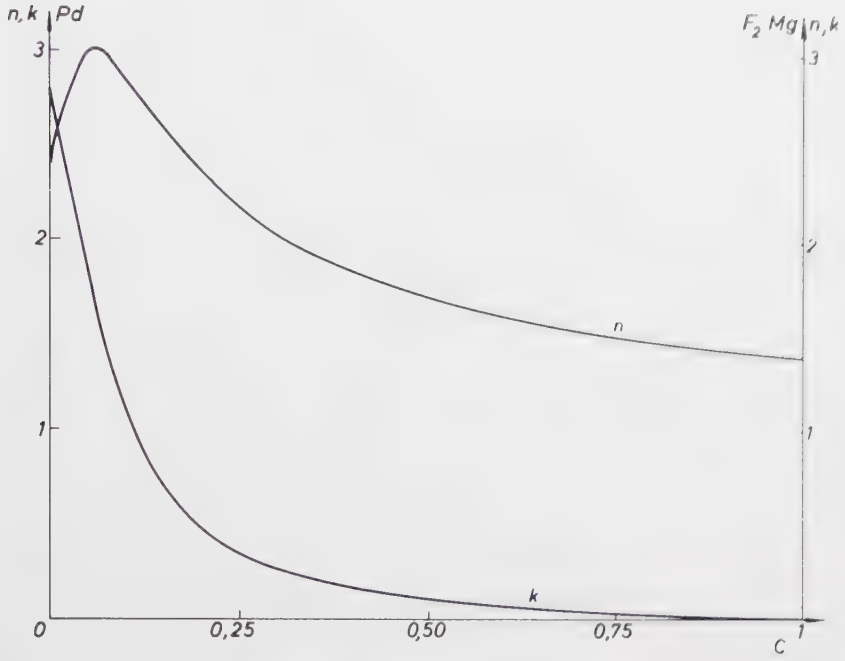

Fig. 44. — Palladium - Fluorure de magnésium

Les résultats expérimentaux ont porté surtout sur le mélange sulfure de zinc-cryolithe. Il nous a été possible d'obtenir et de reproduire une couche ayant un indice défini à la deuxième décimale près.

Nous avons pu traiter un support d'indice 1,52 et obtenir un traitement antireflet valable pour tout le domaine du spectre visible. Pour réaliser ce traitement, nous avions besoin d'une couche dont l'indice soit égal à 1,78 ; or, à notre connaissance, il n'existe pas de corps simple dont l'indice soit égal à 1,78, pour la longueur d'onde 5 500 Å. Cette couche a été obtenue en évaporant successivement de la cryolithe et du sulfure de zinc en proportion déterminée. Nous avons ainsi obtenu un traitement donnant un facteur de réflexion inférieur à 3 °/oo dans tout le spectre visible.

ÉTUDE D'UNE COUCHE AYANT UN INDICE VARIANT PERIODIQUEMENT AVEC L'ÉPAISSEUR

Nous [illegible] l'une couche non absorbante dont l'indice n varie [illegible] de son epaisseur car c'est un phenomène analogue qui se [illegible] une plaque de Lippmann. Nous decomposons cette couche en un empile- [illegible] simples et nous determinons le nombre minimal de couches qu'il faut [illegible] afin que les [illegible] teurs optiques restent stationnaires au millième près.

Soient Oz, l'axe normal à la première surface et $N_0\,n$, l'axe perpendiculaire à Oz [illegible] les variations de n. La fonction $n\,(z)$ est representée sur la *figure* 45.

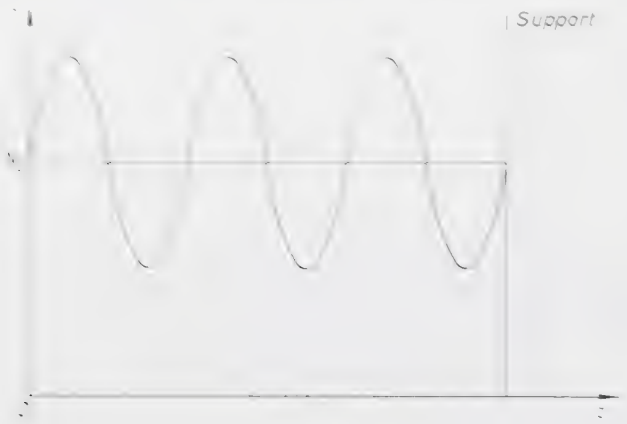

Fig. 45
$n = N_0 + \Delta n \sin (z + z_0)$

Dans le cas de figure envisage, pour $z = 0$, $z_0 = 0$ car $n = N_0$.

$$n = N_0 + \Delta n \sin z.$$

Nous cherchons à calculer les facteurs optiques d'une telle couche. A cet effet, nous considerons la couche comme etant équivalente à un empilement de C couches homogènes et de même epaisseur mecanique par demi-période. Nous devons donc chercher les caracteristiques de chaque couche.

Soit i = (1, 2, 3, ...) le numerotage des couches. Les indices correspondant aux differentes couches seront donnés par des valeurs discrètes de z telles que :

$$z = \frac{\pi}{2\,J}\,(2\,i - 1),$$

J representant le nombre de couches par alternance.

L'indice de la couche d'ordre i s'ecrira donc :

$$n_i = \frac{2\,J}{\pi} \int (N_0 + \Delta\, n \sin z)\, dz.$$

Si nous prenons la valeur correspondante au plan médian de la couche, nous avon

$$n_i = N_0 + \Delta n \sin \frac{\pi}{2J} (2i - 1).$$

Nous pouvons ainsi déterminer l'indice correspondant à chaque couche. Il reste à déter miner l'épaisseur de chaque couche.

Nous considérons le cas où la couche à étudier est composée d'un nombre entier d'alternances et soit f le nombre d'alternances dans la couche ; le nombre total de couche sera égal à Jf.

Soit d l'épaisseur mécanique de la couche à étudier. Nous envisagerons deux cas suivant que chaque alternance a une épaisseur mécanique égale ou différente.

Premier cas.

Les deux alternances ont même épaisseur mécanique : l'épaisseur de chaque couche est égale à :

$$\frac{d}{Jf}.$$

Deuxième cas.

Chaque alternance correspond à des épaisseurs différentes. L'épaisseur de chaque couche devient :

pour l'alternance positive :

$$\frac{2}{fJ} \frac{dr}{(1 + r)};$$

— pour l'alternance négative :

$$\frac{2}{fJ} \frac{d}{(1 - r)},$$

avec r représentant le rapport des épaisseurs des alternances positive et négative.

4,2 APPLICATION NUMÉRIQUE

Nous avons calculé les facteurs spectrophotométriques $R(\lambda)$ et $T(\lambda)$ dans le domaine spectral compris entre 4 000 et 8 000 Å. Nous avons considéré le cas d'une couche constituée de huit alternances ($f = 8$) et :

$$n = N_0 + \Delta n \sin z,$$

où :

$$N_0 = 1{,}8, \qquad \Delta n = 0{,}4.$$

Nous avons envisagé les deux cas décrits ci-dessus, en faisant une décomposition variable ($J = 1, 2, 3, \ldots, 10$).

Premier cas.

Chaque alternance correspond à la même épaisseur mécanique. Nous avons choisi, comme valeur de d :

$$d = \frac{2\lambda_0}{N_0 \Delta n}.$$

Deuxième cas.

Chaque alternance correspond à des épaisseurs différentes. Nous avons choisi :

$$r = \frac{N_0 - \Delta n}{N_0 + \Delta n},$$

$$d = \lambda_0 \left(\frac{1}{N_0 - \Delta n} - \frac{1}{N_0 + \Delta n} \right).$$

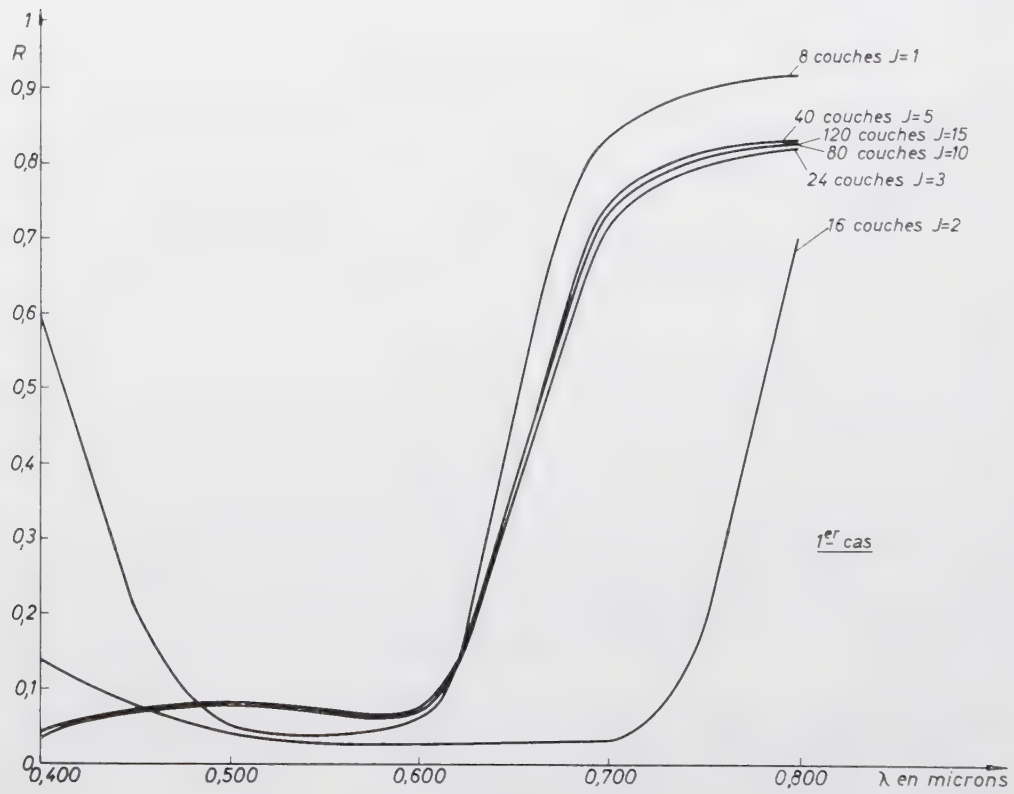

Fig. 46

Dans les deux cas, nous avons pris la valeur 5 600 Å pour λ_0.

La *figure* 46 représente les résultats obtenus dans le premier cas. On constate que le facteur de réflexion reste très faible jusqu'à environ 6 000 Å et augmente brusquement pour les longueurs d'onde plus grandes.

Par contre, lorsque les épaisseurs des alternances sont telles que les épaisseurs optiques soient égales lorsque J = 1 (*fig.* 47), les variations de R avec λ sont tout à fait différentes.

Nous remarquons que, pour le deuxième cas, la valeur J = 1 revient à considérer les différentes alternances comme étant équivalentes à une couche unique d'épaisseur optique égale à $\lambda_0/4$.

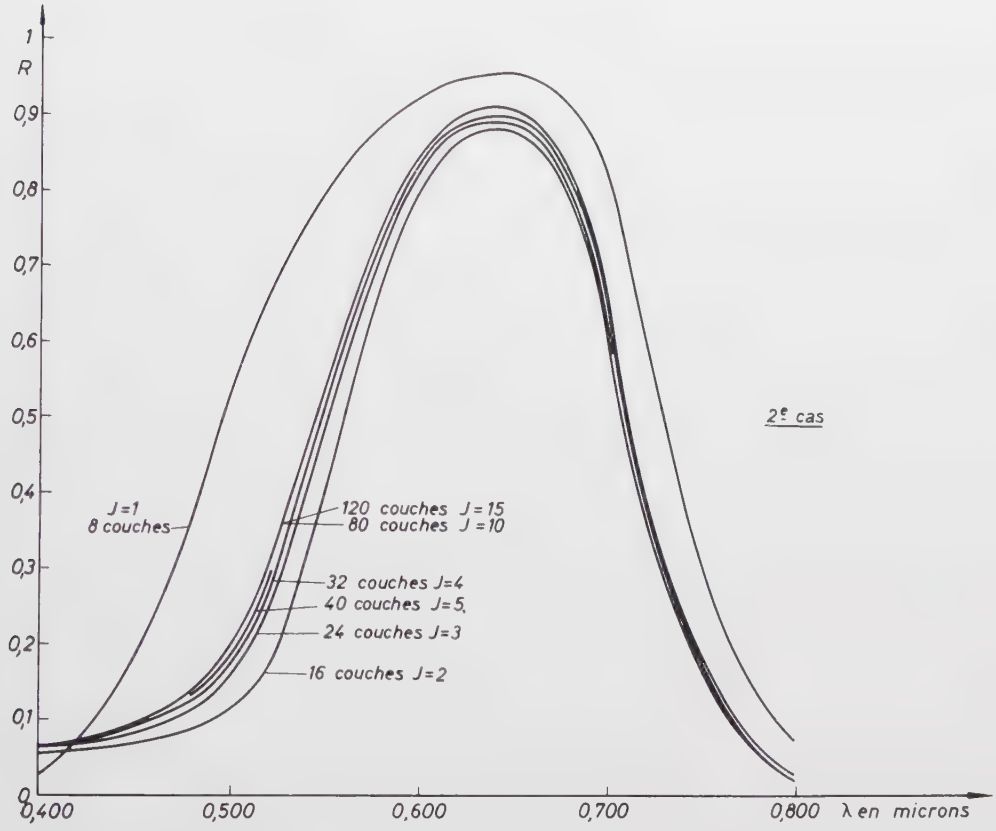

Fig. 47

Dans les deux cas, la fonction $R_J(\lambda)$ est pratiquement stationnaire, pour les valeurs de $J \geqslant 5$.

CONCLUSION

Les différents dispositifs expérimentaux que nous avons réalisés (goniospectrophotomètre, gonio-indicemètre, système des trois fentes) nous ont permis de connaître les valeurs des indices de couches simples, par les différentes méthodes que nous avons exposées. Nous avons ainsi pu déterminer les indices de réfraction et d'extinction du palladium, dans le domaine spectral compris entre 2 000 Å et 25 000 Å. Nous avons également mis en évidence une bande d'absorption correspondant à 4,5 eV.

L'étude des couches composées nous a permis de déterminer la loi de variation d'indice en fonction de la concentration. La méthode graphique décrite permet de passer d'une façon simple de l'indice à la concentration. La méthode de dosage mise au point permet de réaliser une couche composée à concentration fixe ou variable en fonction de son épaisseur. Cette méthode nous permet d'obtenir ainsi des couches à indices prédéterminés. Pour le calcul des combinaisons de couches minces, le choix d'indices devient ainsi plus étendu. Un travail très important reste à faire dans ce domaine. La méthode de dosage permet de réaliser des couches de concentration fixe en fonction de l'épaisseur qui peuvent être utiles pour l'étude de la structure électronique des alliages. De même, cette méthode de dosage devrait trouver son emploi pour la réalisation des composants électroniques ou, d'une façon plus générale, des circuits intégrés.

BIBLIOGRAPHIE

[1] F. Abeles. *Journal de Physique*, **11** (1950).
[2] F. Abeles. *C.R.*, **228** (1949), 553.
[3] F. Abeles. *Progress in Optics*, **2** (1963), 251.
[4] D. Malé. *C.R.*, **230** (1950), 1349.
[5] M. Schopper. *Z. Physik*, **131** (1952), 215.
[6] P. Bouard. *Ann. de Phys.*, **7** (1937), 291.
[7] G. Bouchard. *Thèse de 3e cycle*, Paris (1964).
[8] F. Abeles et Mlle Gregnoc. *Journal de Phys.*, **15** (1954), 393.
[9] F. Abeles. *C.R.*, **230** (1950), 1942.
[10] P. Lostis. *Journal de Phys.*, **25** (1964), 113.
[11] H. Dupoisot, P. Lostis et J. Moruzet. *Optica Acta*, **13** (1966), 97.
[12] H. Dupoisot et P. Lostis. *Journal de Physique*, **1** (1966), 71.
[13] P. Giacomo et P. Jacquinot. *Journal de Phys.*, **13** (1952), 59 A.
[14] D. Malé et J. Trompette. *Journal de Phys. Rad.*, **20** (1959), 393.
[15] F. Zernike. *Opl. Soc. Amer.*, **40** (1950), 326.
[16] A. Maréchal, O. Dupuy et M. Renault. *Opl. Acta*, **9** (1962), 47.
[17] J. Simon. *Revue d'Optique*, **40** (1961), 213.
[18] A. Maréchal, P. Lostis et J. Simon. *Advanced Optical Techniques*, North-Holland Publishing Co., 436.
[19] P. Lostis. *Revue d'Optique*, **38** (1959), 1 (These Ing. Doc., 1958).
[20] E.M. Ehrenreich, H.B. Phillipp et Olszewski. *Physical Review*, **131** (1963), 2469.
[21] Brichat et A. Kastler. *Traité d'Optique*.
[22] Lord Rayleigh. *Proc. Roy. Soc.*
[23] F. Abeles. *Ann. de Phys.*, **5** (1950), 596.
[24] P. Lostis. *Journal de Phys.*, **20** (1959), 25 S.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

PROGRÈS RÉCENTS
DANS
LES MÉCANISMES CINÉMATIQUES MAGNÉTIQUES

Vu et approuvé :

Paris, le 5 avril 1965.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.

CEDOCAR

IMPRIMERIE

103 687 - Imprimerie au SEDOCAR, 4, avenue de la Porte-dIssy, PARIS XV^e^
En collaboration avec l'UNION PARISIENNE d'IMPRIMERIES (Paris)

CEDOCAR

IMPRIMERIE